SECRETARIAT GENERAL A L'AVIATION CIVILE & COMMERCIALE

ÉCOLE NATIONALE DE L'AVIATION CIVILE

RADIOELECTRICITE

PAR

M. LAURENT

2eme Edition

C. T. A.

SECRETARIAT GENERAL A L'AVIATION CIVILE

ECOLE NATIONALE DE L'AVIATION CIVILE

- RADIOELECTRICITE -

PAR

M. LAURENT

2ème EDITION

C.T.A.

TABLE DES MATIERES

		Page
INTRODUCTION		1
	Première Partie Circuits-Rayonnement et Propagation	
Chapitre I	- ELEMENTS CONSTITUTIFS des CIRCUITS	
	1,1 - Résistances	23
	1,2 - Inductances	28
	1,3 - Condensateurs	38
	1,4 - Blindages	42
Chapitre II	- CIRCUIT RESONNANT SIMPLE	
	2,1 - Régimes Transitoires dans un circuit L.R.C.	45
	2,2 - Caractéristiques d'amortissement	51
	2,3 - Circuit résonnant série	53
	2,4 - Circuit résonnant parallèle	60
	2,5 - Circuits résonnants en régime d'impulsion	66
	2,6 - Circuits "Ringing"	69
	2,7 - Exercices sur le chapitre II	70
Chapitre III	- CIRCUITS COUPLES	
	3,1 - Modes de couplage	75
	3,2 - Régimes transitoires dans deux circuits couplés	76
	3,3 - Circuits accordés à couplage magnétique	78
	3,4 - Circuits accordés à couplage capacitif	90
	3,5 - Circuits couplés à secondaire accordé	92
	3,6 - Exercices sur le chapitre III	94
Chapitre IV	- CIRCUITS RC-RL	
	4,1 - Circuit "Résistance-Capacité"	99
	4,2 - Circuit "Inductance-Résistance"	110
	4,3 - Exercice sur le chapitre IV	111

Page

Chapitre V - CIRCUITS A QUARTZ

5,1 - Phénomènes Piézoélectriques 115
5,2 - Résonance du quartz 119
5,3 - Filtres à quartz 125
5,4 - Exercices sur le chapitre V 127

Chapitre VI - CIRCUITS A CONSTANTES REPARTIES

6,1 - Caractéristiques de Filtrage des quadripôles 129
6,2 - Lignes à constantes uniformément réparties 136
6,3 - Exercices sur le chapitre VI 170

Chapitre VII - AERIENS

7,1 - Rayonnement d'un doublet 181
7,2 - Antennes en régime stationnaire 188
7,3 - Antennes à ondes progressives 210
7,4 - Cadres 214
7,5 - Systèmes directifs d'antennes 219
7,6 - Antennes à large bande 233
7,7 - Exercice sur le chapitre VII 240

Chapitre VIII - PROPAGATION DES ONDES

8,1 - Propagation directe 243
8,2 - Propagation indirecte 243
8,3 - Perturbations de propagation 266
8,4 - Exercices sur le chapitre VIII 270

Deuxième Partie
Association de tubes et de Circuits

Chapitre I - REDRESSEURS STATIQUES

1,1 - Généralités 273
1,2 - Redresseurs monophasés 275
1,3 - Redressement polyphasé 280
1,4 - Filtrage 287
1,5 - Exercices sur le chapitre I 298

Chapitre II - AMPLIFICATEURS

2,1 - Etude Générale d'un étage amplificateur 302
2,2 - Amplificateurs Basse fréquence 363
2,3 - Amplificateurs Haute fréquence 410
2,4 - Amplificateurs à courant continu 425
2,5 - Exercices sur le chapitre II 432

Page

Chapitre III - OSCILLATEURS

3,1 - Généralités sinusoïdaux 439
3,2 - Généralités d'impulsions 468
3,3 - Exercices sur le chapitre III 480

Chapitre IV - EMETTEURS

4,1 - Multiplication de fréquence 483
4,2 - Modulation en amplitude 485
4,3 - Modulation en phase et en fréquence 495
4,4 - Manipulation 502
4,5 - Exemple d'émetteur modulé 504

Chapitre V - RECEPTEURS

5,1 - Récepteurs pour modulation d'amplitude (Récepteurs AM) 507
5,2 - Récepteurs pour modulation en fréquence (FM) 543

Par suite d'une erreur la pagination passe de 158 à 169 mais il n'y a pas de coupure dans le texte.

INTRODUCTION

— PROBLEME GENERAL DES RADIOCOMMUNICATIONS —

La technique des communications à distance a pris, depuis quelques années, un essor considérable et devient un facteur primordial de la vie moderne. Ce développement, dû aux progrès récents de la Radio-électricité, a déterminé la création des diverses branches constituant les "Radiocommunications".

Au sens général ce terme exprime l'idée d'une communication à distance sans fil conducteur. Il s'agit: en radiotélégraphie d'une transmission par signaux codifiés, en radiotéléphonie d'une liaison directe par la parole, en phototélégraphie d'une transmission d'autographe, schéma, dessin, ou photographie, enfin en télévision de la transmission d'une image animée.

Dans un autre ordre d'idées, les radiocommunications permettant le contrôle d'une communication maritime ou aérienne, soit par repérage de la position d'un bateau ou d'un avion (Radiogoniométrie) soit par l'établissement d'un balisage radio-électrique (Radio-guidage) soit enfin par la détection d'obstacles, ce sont les systèmes de radiodétection plus connus sous le nom de Radar.

En marge de ces différentes catégories de radiocommunications il faut ajouter la Radio-diffusion de programmes sonores et visuels.

Le but artistique poursuivi complique à l'extrême la technique de cette branche: parole, musique, scène animée, doivent être transmises avec la plus grande fidélité.

Si dans les cas précédents, la stabilité et la portée étaient principalement recherchées, dans le cas de la Radiodiffusion il faut, en plus, respecter les caractéristiques propres du son ou de la scène animée transmise.

L'opinion publique tend à placer la radiodiffusion au premier plan des Radiocommunications. Bien que celle-ci représente une part appréciable de l'industrie Radio-électrique, il ne faut pas oublier

que les autres branches jouent actuellement un rôle prépondérant et auront dans l'avenir une importance encore accrue.

1. RAYONNEMENT ELECTRO-MAGNETIQUE

Pour établir une radiocommunication, il faut tout d'abord rechercher un moyen d'action à distance, qui soit encore appréciable à un point éloigné du centre émetteur.

La première idéo qui vient à l'esprit consiste à appliquer les lois de Coulomb et de Laplace.

On sait qu'une charge électrique fixe crée un champ de forces électriques; de même un déplacement continu de charges électriques crée un champ de forces magnétiques. Or, ces phénomènes ne peuvent être retenus car:

1°) Les actions électrostatiques et magnétiques s'affaiblissent suivant le carré de la distance. Elles deviennent donc rapidement négligeables dans l'espace.

2°) Les champs électriques et magnétiques produits sont continus; il y aurait de grandes difficultés à les déceler parmi les champs du même ordre qui existent autour de la terre.

Il faut également rejeter le phénomène d'induction électromagnétique qui suit la même loi d'affaiblissement.

L'emploi de courants rapidement variables ou courants haute fréquence, change totalement les phénomènes.

On sait qu'un conducteur possède une capacité répartie, or celle-ci intervient dans de grandes proportions en haute fréquence.

Pour résoudre le problème de l'électromagnétisme des courants rapidement variables, Maxwell émit l'hypothèse que les diélectriques peuvent être le siège de <u>courants de déplacement</u> qui prolongent en quelque sorte les courants de conduction dans les conducteurs.

Ces courants de déplacement d'origine électrostatique ne peuvent correspondre qu'à une oscillation d'électrons sous l'action d'une force élastique sans qu'il y ait cependant de déplacement moyen de ceux-ci.

Les phénomènes qui en découlebt se résument de la façon suivante :

1°- Il se produit simultanément un phénomène électrostatique et un phénomène magnétique.

Les variations rapides du champ électrique en un point de l'espace, entraînent la création d'un champ magnétique et réciproquement. Les deux phénomènes sont indissolubles, il y a production d'un champ électro-magnétique.

2°) Les deux composantes du champ sont en un point donné en phase dans le temps et en quadrature dans l'espace.

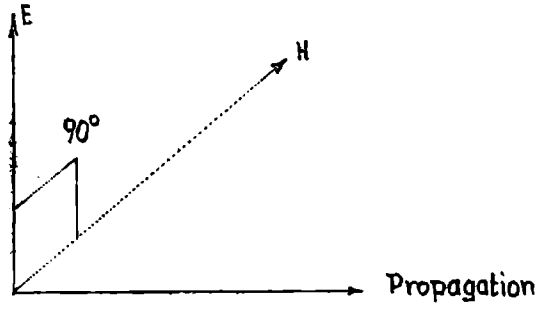


Fig. 1

3°) Le phénomène électro-magnétique se propage de proche en proche tout autour de l'émetteur. L'action ne se transmet donc plus instantanément mais à une vitesse finie donnée par:

$$V = \frac{C}{\sqrt{\varepsilon \mu}}$$

C étant une constante universelle qui est égale à la vitesse de la lumière dans le vide,

ε étant le pouvoir inducteur spécifique et μ la perméabilité magnétique du diélectrique.

Dans le vide $\varepsilon = 1$, $\mu = 1$ donc la propagation se fait à la vitesse de 300.000 km/sec. (1/15 de seconde pour atteindre les Antipodes.)

4°) La propagation de proche en proche réduit considérablement l'affaiblissement et le champ électro-magnétique varie seulement en raison inverse de la distance au lieu de son carré. Cette différence a une importance énorme pour la portée.

5°) Le champ électro-magnétique est caractérisé par sa fréquence, ce qui permet par des circuits appropriés d'isoler un rayonnement parmi un grand nombre d'autres rayonnements de fréquences différentes.

6°) La propagation a une vitesse finie donne dans le cas d'un courant sinusoïdal une répartition du champ électro-magnétique dans l'espace également sinusoïdal.

A un instant donné, les valeurs du champ sur un rayon partant de l'émetteur peuvent être représentées comme le montre la figure 2.

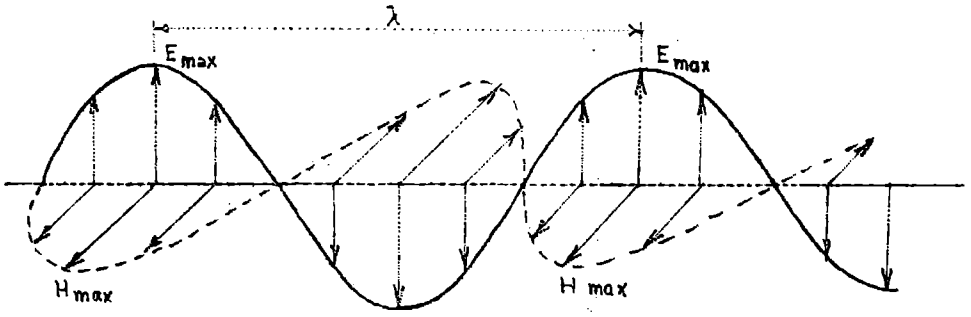


Fig. 2

Cette représentation permet de définir la longueur de l'onde. C'est la distance λ parcourue par l'onde pendant une période T. Si V est la vitesse de propagation la longueur d'onde λ est évidemment:

$$\lambda = VT$$

Cette notion de longueur d'onde a permis le classement des différentes ondes. Les ondes utilisées pour les radio-communications, appelées également ondes hertziennes, d'après le nom du premier expérimentateur des théories de Maxwell, ne sont en effet, qu'une partie du rayonnement électro-magnétique. Celui-ci s'étend des ondes kilométriques jusqu'aux rayons les plus pénétrants connus actuellement: les rayons cosmiques de longueur d'onde 10^{-12} cm.

Le tableau ci-contre donne les longueurs d'ondes des différents rayonnements et les fréquences dans le cas des ondes hertziennes.

F	λ	Rayonnement	
	10^{-12} cm.	Rayons cosmiques	
	5×10^{-11} cm	Rayons γ	
	3×10^{-10} cm		
	2×10^{-7} cm	Rayons X	
	2×10^{-6} cm	Ultra violet	
	4×10^{-5} cm		
	8×10^{-5} cm	Spectre lumineux visible	
750.000 MHz	4×10^{-2} cm	Infra rouge	
300.000 MHz	10^{-1} cm	Ondes millimétriques	Ondes Hertziennes
30.000 MHz	1 cm		
3.000 MHz	10 cm	Ondes centimétriques	
300 MHz	1 cm	Ondes décimétriques	
30 MHz	10 m.	Ondes métriques	
3 MHz	100 m.	Ondes décamétriques	
300 KHz	1000 m.	Ondes hectométriques	
30 KHz	10.000 m.	Ondes kilométriques	

Ce tableau montre la jonction entre les ondes lumineuses et les ondes hertziennes par le rayonnement infra-rouge. Ceci explique les analogies de propriétés physiques que l'on constate. Les ondes hertziennes peuvent ainsi être réfléchies, réfractées difractées ou donner lieu à des interférences. Il ne faudrait cependant pas pousser l'analogie trop loin et considérer les ondes hertziennes comme de la lumière à grande longueur d'onde, car si la nature corpusculaire de la lumière est vérifiée, il ne semble pas qu'il en soit de même pour les ondes hertziennes, ces deux rayonnements n'ont que certains points communs qu'il est utile de connaître.

Dès les premières expériences sur les ondes hertziennes, le problème de la portée s'est posé.

La loi d'affaiblissement démontrée par Maxwell n'intervient pas seule, il faut aussi tenir compte de la rotondité de la terre. Pour qu'une onde électro-magnétique puisse contourner la terre il faut utiliser le phénomène de diffraction et ainsi les ondes centimétriques produites par Hertz dans ses expériences ont été abandonnées au profit des ondes kilométriques beaucoup plus sensibles à ce phénomène. Ceci a conduit à la réalisation d'émetteurs de trafic sur des longueurs d'ondes qui atteignaient 20.000 m. Le coût de ces installations était extrêmement élevé en rapport des portées obtenues.

Les ondes inférieures à 200 m. jugées inutilisables étaient abandonnées aux amateurs. Or, ceux-ci obtenaient des portées extraordinaires pour de très faibles puissances mises en jeu. Ces expériences devaient modifier totalement le problème et à la montée vers les grandes longueurs d'ondes succédait la course vers les ondes courtes, les amateurs se voyant rejetés dans des plages de fréquences très étroites. Pour expliquer cette anomalie de propagation Kenneli et Heaviside émirent l'hypothèse de l'existence d'une couche réfléchissante dans la haute atmosphère.

De grandes portées peuvent ainsi être atteintes, avec des ondes à propagation rectiligne, par réflexions multiples entre la couche K H et la terre. L'exactitude de cette hypothèse devait par la suite se trouver vérifiée expérimentalement.

2. PROBLEME DE LA MANIPULATION ET DE LA MODULATION

Le rayonnement électro-magnétique nous donne un moyen de transmission possible. Pour que la communication soit utilisable, il faut que le rayonnement comporte en outre un signal propre à chaque type de radiocommunication.

Le rayonnement a pour support une onde appelée "porteuse" dont les caractéristiques définissent la portée, et qui se trouve soumise à une manipulation ou à une modulation suivant le régime de fonctionnement.

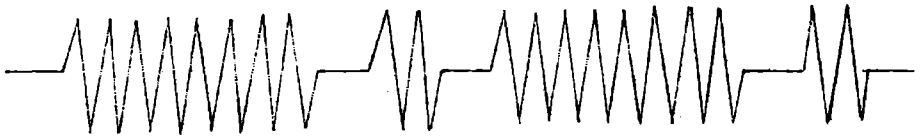
2,1 REGIME TELEGRAPHIQUE

En régime télégraphique, il s'agit de transmettre des impulsions continues de durée et d'espacement variables. Ce mode de fonctionnement se rencontre dans les transmissions télégraphiques, en phototélégraphie et dans la radio-détection.

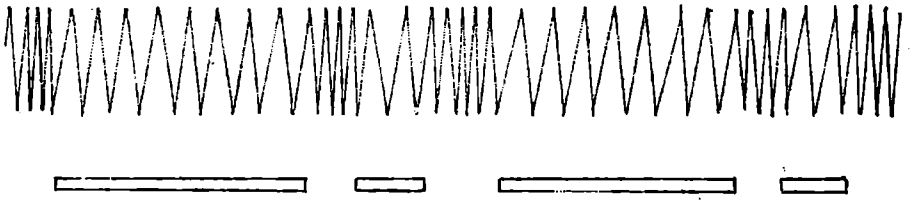
L'onde porteuse est soit découpée en trains d'ondes de fréquence constante mais de durée et d'espacement fixés par le manipulateur

ou l'analyseur phototélégraphique (fig. 3 a) soit enfin affectée d'une variation de fréquence à la même cadence (fig. 3 b.)

a) Manipulation par découpage



b) manipulation par variation de fréquence



Signal correspondant

Fig. 3

Les deux solutions sont utilisées actuellement mais la première est beaucoup plus fréquente.

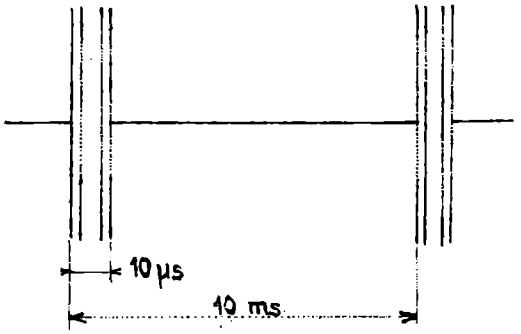


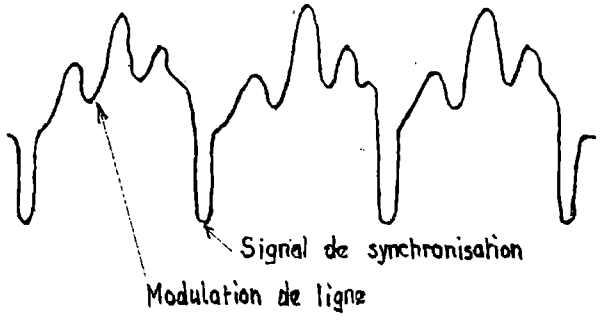
Fig. 4

En ce qui concerne les systèmes de radio-détection, on a plus exactement un régime d'impulsions. Le rayonnement est produit par impulsions extrêmement courtes, de l'ordre de 10 micro-secondes espacées d'environ 10 milli-secondes (fig. 4).

2,2 REGIME TELEPHONIQUE

En régime téléphonique, il s'agit de transmettre les modulations produites par un microphone ou par un analyseur d'image de télévision.

Modulation microphonique



Modulation de télévision

Fig. 5

Ces deux modulations d'allure complexe (fig. 5) sont de caractérisriques totalement différentes. Pour les transmissions musicales la qualité dépend de deux facteurs importants:

a) la bande de fréquences transmises.
b) la dynamique de modulation, c'est-à-dire le rapport entre le niveau fortissimo et le niveau pianissimo.

Pour une transmission comparable à une audition directe, il faudrait assurer une bande passante comprise entre 16 Hz et 16000 Hz et un rapport d'amplitude de 100.000. Pour des raisons radio-électriques on est conduit à réduire ces valeurs ce qui limite évidemment la qualité.

Pour les transmissions téléphoniques le problème est moins compliqué. Il suffit d'assurer une intelligibilité suffisante, or celle-ci est très peu affectée lorsque l'on réduit la bande transmise à la plage

500 - 4.000 HZ. De plus, la dynamique est très faible dans le cas d'une conversation téléphonique.

Dans le cas de transmission de télévision, la qualité dépend entre autres facteurs:

a) de la définition de l'image, c'est-à-dire du nombre de lignes d'analyse.

b) du rapport de luminosité qui est en quelque sorte une dynamique lumineuse.

Mais on démontre que la fréquence maximum de modulation est proportionnelle au carré du nombre de ligne. Donc le problème de modulation téléphonique se ramène toujours aux deux points.

- plage de fréquences
- rapport d'amplitudes.

En télévision le problème fréquence, que l'on appelle dans ce cas videofréquence, est beaucoup plus compliqué car la définition ancienne de 455 lignes en France conduit à transmettre des fréquences de quelques périodes jusqu'à 3,5 M HZ' la définition actuelle de 819 lignes porte la fréquence maxima à 11 M HZ. On voit ainsi que la modulation est elle-même de la haute fréquence et ceci cause des difficultés importantes.

Par contre le rapport d'amplitude n'a pas besoin d'être aussi élevé que pour la modulation sonore.

Le rapport de luminosité varie de 1/10 en plein soleil a 1/700 en intérieur.

En résumé si la question dynamique est plus importante pour le son que pour l'image, la question fréquence est beaucoup plus délicate pour l'image que pour le son.

Examinons maintenant quels sont les moyens qui permettent d'imprimer à la porteuse les signaux de modulation.

Considérons l'expression générale d'un courant haute fréquence donnant lieu au rayonnement:

$$i = A \sin (\omega t + \varphi)$$

On dispose ainsi de trois possibilités pour moduler l'oscillation:

-moduler l'amplitude A
-moduler la pulsation, ω c'est-à-dire la fréquence,
-moduler la phase φ .

Des trois procédés, les deux premiers sont seuls pratiquement utilisés. La figure 6 représente un courant haute fréquence modulée en amplitude et en fréquence par un signal sinusoïdal.

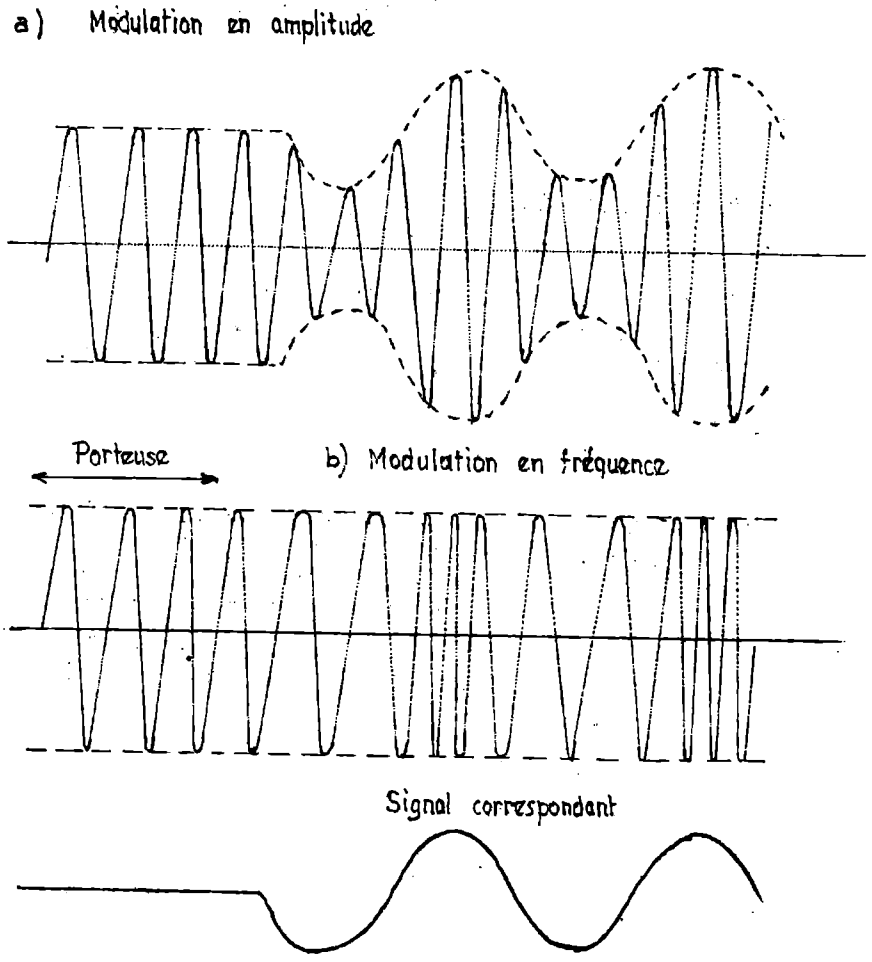


Fig. 6

Dans la modulation en amplitude, la fréquence de la porteuse reste constante mais l'amplitude varie suivant la modulation.

La fréquence de modulation apparaît sur la courbe enveloppe. L'amplitude de la modulation ne peut être supérieure à l'amplitude de la porteuse car à la limite les creux de modulation se rejoignent.

Dans la modulation en fréquence l'amplitude reste constante mais la fréquence varie autour de la fréquence porteuse en fonction de la modulation. La fréquence de modulation est donnée par la vitesse de variation de la haute fréquence.

L'amplitude est représentée par l'amplitude de variation de fréquence. Or, la marge de balayage en fréquence peut être importante et ce procédé permet donc de transmettre une modulation avec une dynamique beaucoup plus élevée que celle que l'on peut obtenir avec la modulation en amplitude. Par contre, elle exige une plage importante dans la gamme des fréquences disponibles et de ce fait n'est utilisable qu'en ondes très courtes. Malgré de nombreux avantages la modulation en fréquence est beaucoup moins répandue que la modulation en amplitude laquelle conduit à des schémas plus simples à l'émission et la réception et qui, de plus, bénéficie de l'antériorité.

Il peut sembler, qu'en modulation en amplitude, la fréquence restant constante, le rayonnement est caractérisé par une seule fréquence qui est celle de sa porteuse.

La figure 7 donne une représentation graphique de la modulation en amplitude. L'oscillation haute fréquence peut être représentée par la projection d'un vecteur de longueur I tournant avec une vitesse angulaire uniforme Ω.

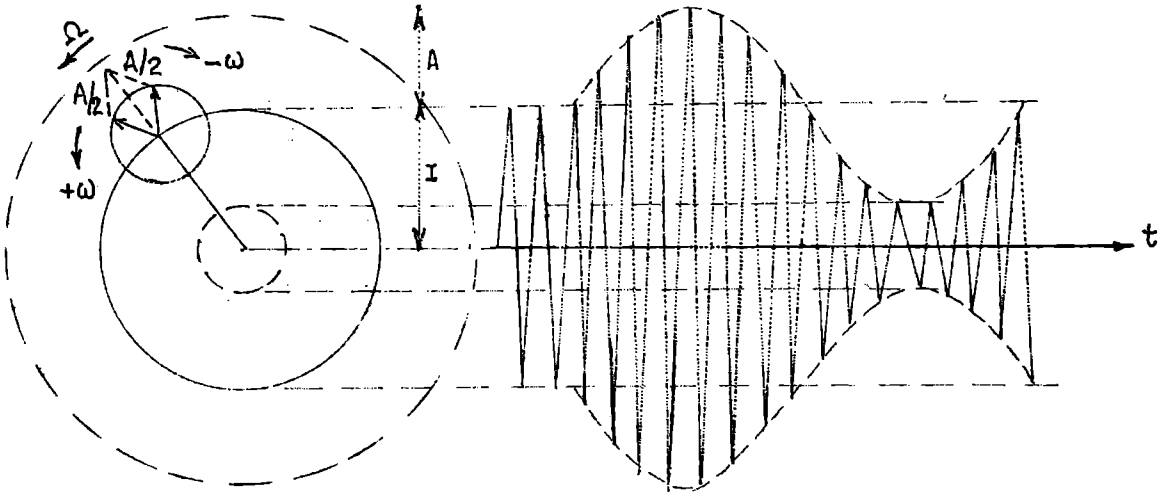


Fig. 7

La modulation est matérialisée par la variation sinusoïdale de la longueur du vecteur de I + A à I - A et avec une fréquence correspondant à la pulsation ω.

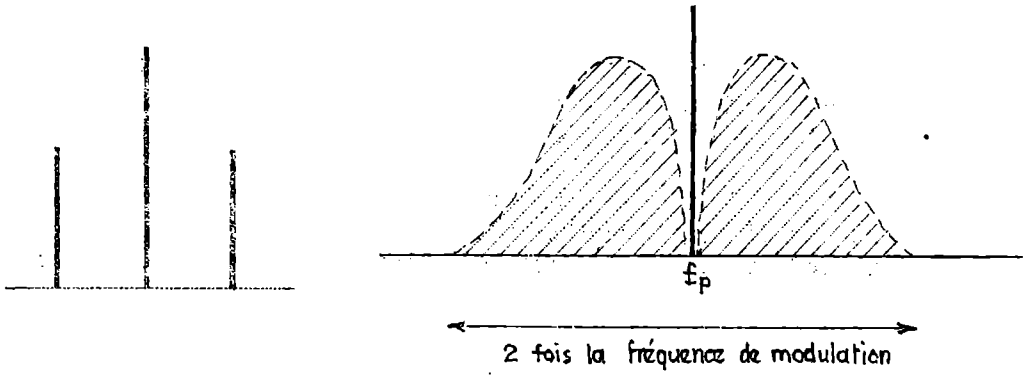
La variation sinusoïdale de longueur du vecteur tournant peut être représentée par la composition géométrique de deux vecteurs d'amplitude constante $\frac{A}{2}$ et tournant en sens inverse avec des vitesses angulaires $+\omega$ et $-\omega$. La fonction résultante doit donc comporter:

- un terme de pulsation Ω (porteuse)

- un terme de pulsation $\Omega+\omega$
- un terme de pulsation $\Omega-\omega$

} bandes latérales

Ainsi une oscillation de fréquence f_p modulée en amplitude à la fréquence f_m comporte un terme principal qui est la porteuse et deux bandes latérales $f_p + f_m$ et $f_p - f_m$ (Fig. 8 a)



(a) Fig. 8 (b)

Il faut donc considérer non plus une fréquence mais un spectre de fréquences. Dans le cas d'une modulation téléphonique il y a un très grand nombre de bandes latérales qui s'inserrent dans deux courbes enveloppes situées de chaque côté de la porteuse (fig. 8 b) L'occupation globale de l'émetteur modulé en amplitude est donc égale à deux fois sa fréquence maximum de modulation.

Pour une transmission téléphonique idéale il faudrait que chaque émetteur dispose d'une plage de 16.000 x 2 = 32.000 Hz

En considérant par exemple, la plage des petites ondes de radiodiffusion qui est d'environ 1000 K HZ, on pourrait y loger seulement 31 émetteurs. En limitant la fréquence maximum de modulation à 4.500 Hz on a pu placer un émetteur tous les 9 KHz et ainsi dans la même plage le nombre d'émetteurs passe à 111.

En télévision l'encombrement en fréquence d'un émetteur devient extrêmement élevé, pour une définition de 455 lignes, il est de 7 MHz, à 819 lignes il atteint 22 MHz, il faut alors utiliser des ondes de 50 à 200 MHz ou plus.

La modulation en fréquence peut également être étudiée graphiquement :

Sans modulation l'oscillation HF est représentée par le point O tournant à une vitesse angulaire constante Ω. La modulation de fréquence est représentée par l'oscillation du point O entre A et B à la fréquence de modulation.

Si la course de fréquence est faible, l'arc de cercle AB peut être confondu avec la corde.

L'oscillation du point C est alors la résultante de deux mouvements circulaires uniformes inverses de vitesse angulaire ω . Ce qui montre l'existence de deux bandes latérales symétriques de pulsation $\Omega + \omega$ et $\Omega - \omega$.

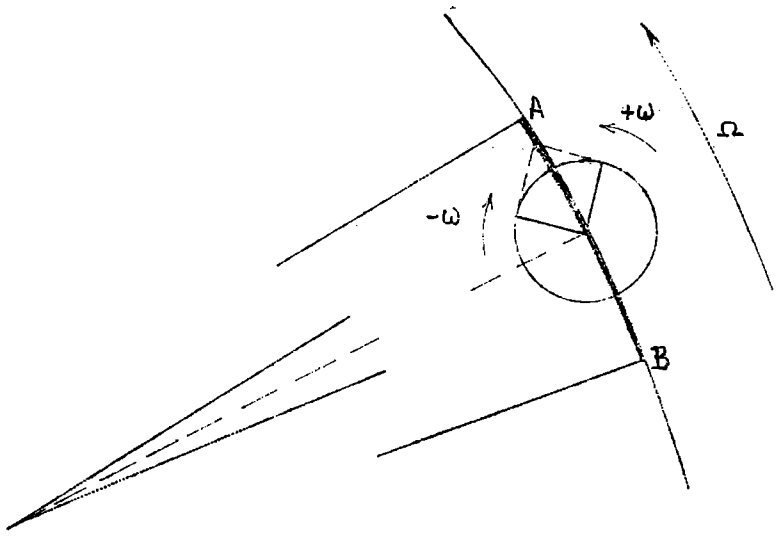


Fig. 9

3. PRINCIPE GENERAL DE L'EMETTEUR

Un émetteur doit comporter:

- un générateur de courant haute-fréquence.
- Des étages amplificateurs comportant des circuits de modulation et de manipulation suivant le régime de fonctionnement.
- un aérien permettant de transformer les courants haute-fréquence en ondes électro-magnétiques.

La figure 10 résume le principe d'un émetteur modulé en amplitude.

Etudions tout d'abord la source de courant haute fréquence :

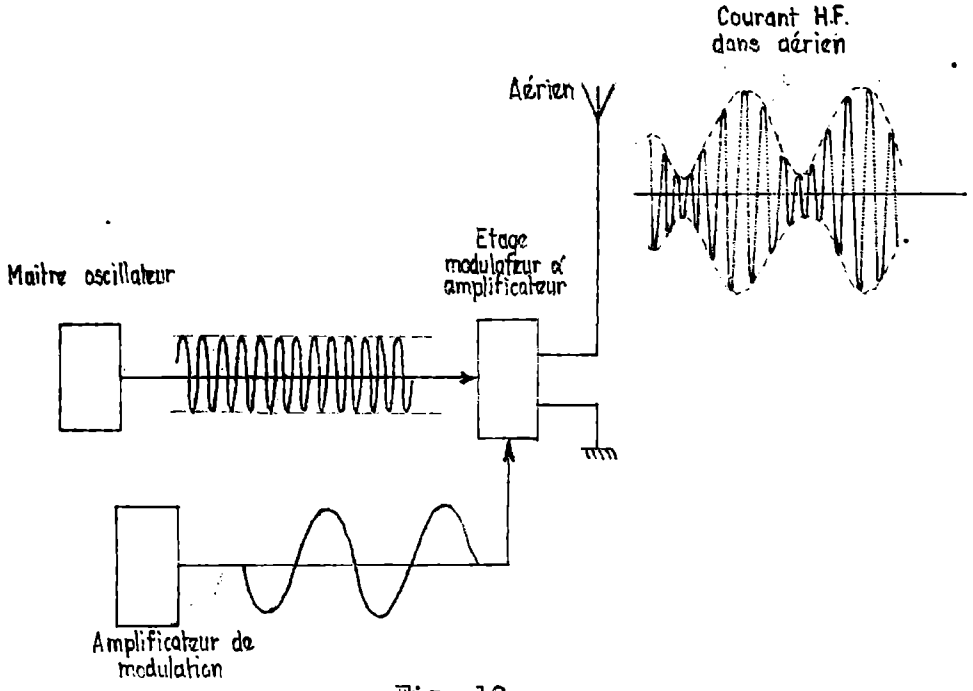


Fig. 10

L'idée la plus simple qui vient à l'esprit consiste à utiliser pour cela un simple alternateur entraîné par un moteur.

Cette solution a permis de réaliser des puissances considérables; plusieurs centaines de kilowatts. Le courant produit, bien sinusoïdal convenait parfaitement pour l'émission. Le générateur, simple groupe convertisseur: moteur alternateur, avait toutes les qualités de robustesse et de sécurité du matériel industriel pour centrales électriques.

Malheureusement des difficultés insurmontables de vitesse de rotation, de nombre de pôles et surtout de pertes dans le fer limitaient cette solution aux fréquences ne dépassant pas 15.000 à 20.000 Hertz ce qui est peu. Pour cette raison, ce mode de fonctionnement est actuellement abandonné.

Une autre idée permettant de produire un courant alternatif à haute fréquence, consiste à utiliser les oscillations électriques qui se produisent dans un circuit comportant une inductance et un condensateur, lorsqu'on crée dans ce circuit une perturbation électrique.

Par un choix convenable des valeurs de L et de C on peut produire n'importe quelle fréquence, même très élevée.

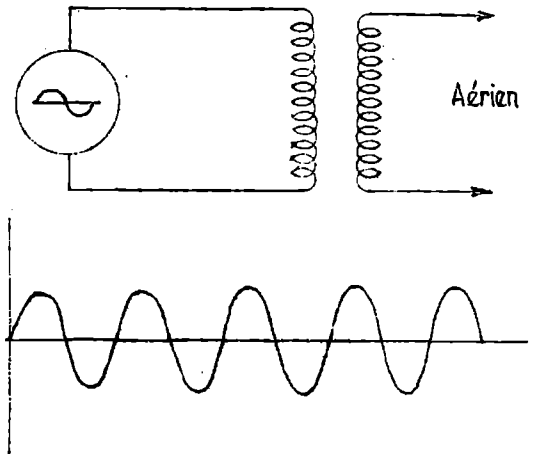


Fig. 11

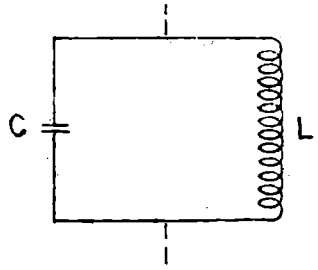


Fig. 12

La difficulté provient alors de la source d'énergie qui, étant à tension continue, ne peut pas être branchée purement et simplement sur le circuit L.C. La première solution qui a été employée consistait à charger le condensateur par la source, puis à le décharger sur L au moyen d'une étincelle.

Chaque fois le circuit L.C. est le siège d'un train d'oscillations amorties. En répétant cette opération plusieurs centaines de fois par seconde on avait ainsi une suite de trains d'oscillations.

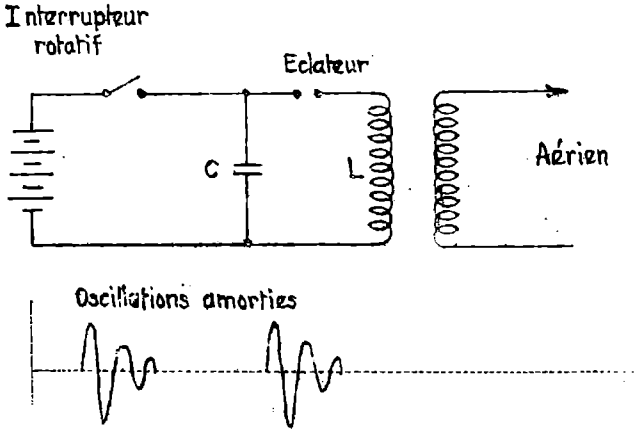


Fig. 13

C'est ce système qui a assuré les premières radio-communications.

Ce système était imparfait à tous points de vue : fonctionnement délicat et facilement instable, impossibilité de communiquer en téléphonie, sélection difficile à la réception, etc... après avoir été universellement employé pendant trente ans, il est, en pratique, définitivement abandonné.

La deuxième solution, qui a été en faveur pendant de nombreuses années, consistait à brancher le circuit L C aux bornes d'un arc électrique, comme celui d'une lampe à arc, alimenté bien entendu par une source à courant continu.

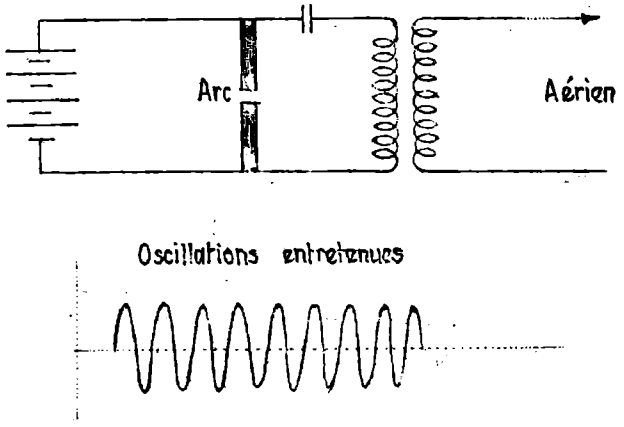


Fig. 14

Par suite de phénomènes assez complexes la présence de l'arc entretenait dans le circuit L C des oscillations sinusoïdales entretenues à la fréquence fixée par les valeurs de L et de C. Ce procédé était bien supérieur aux étincelles. Donnant des oscillations entretenues il assurait une bonne sélection à la réception, mais la servitude de l'arc le réservait aux postes fixes importants. Les progrès des lampes d'émission à grande puissance l'ont fait abandonner.

La solution moderne est, schématiquement la suivante: (fig.15).

Pour que la source à courant continu puisse alimenter une oscillation entretenue il faut qu'un interrupteur intercalé entre la source et le circuit L C, ne laisse passer le courant de la source que pendant les demi-périodes positives, par exemple, du courant produit.

Dans les émetteurs à lampe, la lampe sert justement d'interrupteur, et une liaison convenable avec L C synchronise le fonctionnement de cet interrupteur pour qu'il se ferme au moment voulu de chaque période.

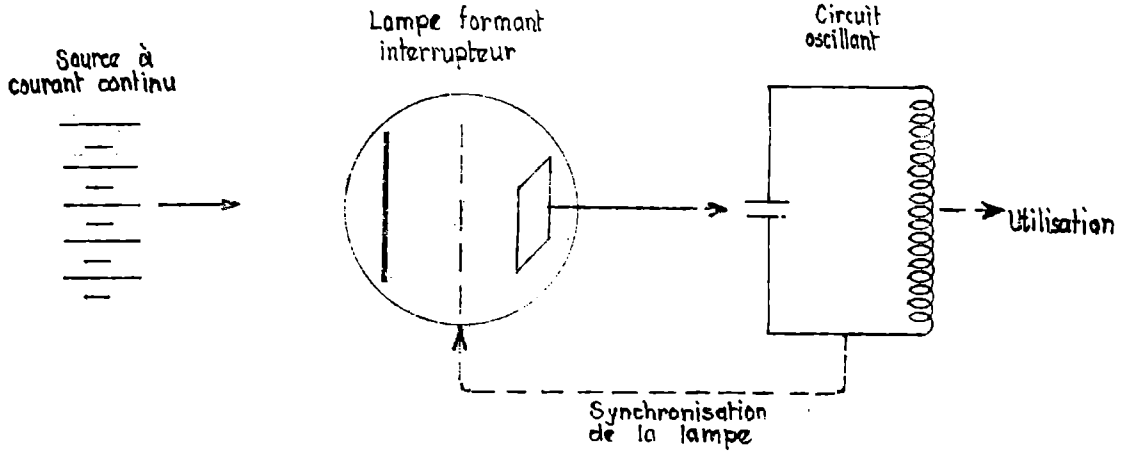


Fig. 15

Ce dispositif entièrement statique et sans inertie, est d'une régularité de fonctionnement et d'une souplesse d'emploi remarquables.

Longtemps limité par la faible puissance des lampes, il peut atteindre maintenant les puissances les plus considérables. Certaines lampes d'émission peuvent en effet donner jusqu'à 300 kilowatts chacune. D'ailleurs, dans le cas général, l'oscillation à haute fréquence est produite par un premier circuit comportant une lampe de faible puissance (maître oscillateur), elle est ensuite amplifiée par des lampes plus puissances.

Nous avons étudié spécialement le problème de la modulation et de la manipulation. En ce qui concerne le principe de l'émetteur signalons que la modulation en amplitude se fait sur les étages amplificateur et la modulation en fréquence sur l'étage oscillateur.

Les circuits de sortie de l'émetteur doivent débiter dans l'aérien afin de produire le rayonnement électromagnétique.

On peut utiliser à cet effet un très grand nombre de dispositifs:

Dans les aériens à circuit fermé le courant à haute fréquence parcourt une bobine B de grandes dimensions. Le champ magnétique produit par cette bobine donne naissance aux ondes électromagnétiques. Ce dispositif peu efficace n'est employé que très rarement à l'émission.

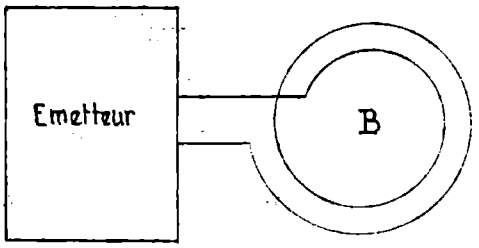


Fig. 16

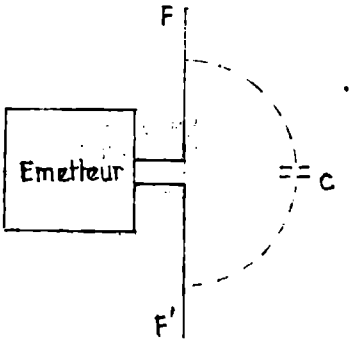


Fig. 17

Dans les aériens à circuit ouvert les deux bornes de l'émetteur sont reliées à deux fils F et F' isolés l'un de l'autre. Le circuit électrique se ferme alors à travers la capacité C qui existe entre les deux fils, et comme il s'agit de haute fréquence le courant qui circule dans les fils F et F' a une valeur élevée bien que le circuit soit en apparence ouvert.

Les courants dans F et F' créent un champ magnétique, la d.d.p. entre ces deux fils crée un champ électrique et l'ensemble donne des ondes électromagnétiques.

Les aériens à circuit ouvert donnent lieu à de très nombreuses variantes. En particulier l'un des deux fils peut être relié à la terre ou à une grande masse métallique pour augmenter la capacité avec l'autre fil.

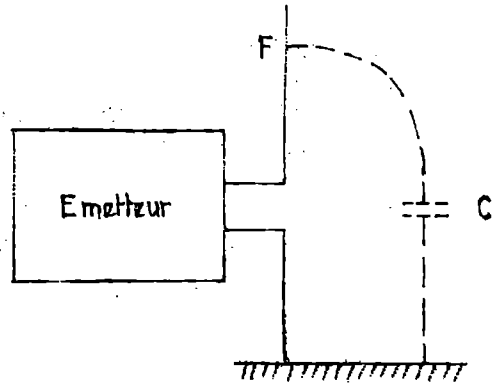


Fig. 18

Enfin certains aériens spéciaux parfois très compliqués permettent d'obtenir des ondes électromagnétiques dirigées c'est-à-dire orientées dans une seule direction, ce qui est essentiel pour certaines applications.

Dans tous les cas un aérien d'émission se caractérise par ses grandes dimensions souvent des dizaines ou parfois des centaines de mètres et par les fortes tensions en jeu (des centaines ou des milliers de volts de haute fréquence).

4 PROBLEME DE LA RECEPTION

Au bout de la chaîne de transmission il faut assurer la réception, dont le but final est de faire réapparaître les impulsions de manipulation ou les modulations afin de commander un enregistreur télégraphique ou phototélégraphique, un écouteur, un haut parleur, un tube à rayons cathodiques de téléviseur, etc....

Le premier problème qui se pose à la réception est de capter le rayonnement de façon à obtenir une tension haute fréquence qui suive la même loi que le champ électro-magnétique, c'est-à-dire qui soit semblable au temps de propagation près, au courant haute fréquence de l'émetteur.

On dispose pour cela de deux possibilités:

a) un fil conducteur développé dans le champ électromagnétique, est le siège d'une f.é.m. induite du fait de la composante électrique du champ. C'est le cas de fonctionnement d'une antenne de réception (fig. 19 a)

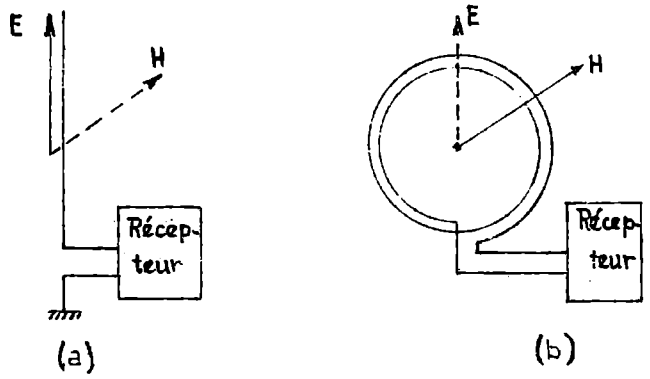


Fig. 19

qui est souvent formée de quelques mètres de fil car la question de rendement a beaucoup moins d'importance qu'à l'émission.

b) Un circuit fermé appelé cadre, placé dans le champ de telle sorte que la composante magnétique soit perpendiculaire à sa surface, est également le siège d'une f.é.m. induite. Le système présente la particularité d'être directif puisque pour une situation perpendiculaire, la composante magnétique ne le traverse plus (fig. 19 b).

Les tensions obtenues sont impropres à alimenter le circuit d'utilisation, en effet;

- l'aérien de réception est soumis en plus de l'émission recherchée, aux champs d'autres émetteurs parfois plus puissants. Ces champs parasites peuvent troubler et même rendre impossible la réception.

- les tensions recueillies sur l'aérien sont extrêmement faibles (de quelques microvolts à quelques millivolts) et ne peuvent être directement utilisées.

- la modulation est incorporée à la porteuse et un courant à haute fréquence est incapable d'actionner un haut parleur, un relais, etc...

Le rôle du récepteur est donc complexe, il doit assurer:

- une sélection,
- une amplification,
- une démodulation que l'on appelle:
  soit une détection en modulation en amplitude,
  soit une discrimination en modulation en fréquence.

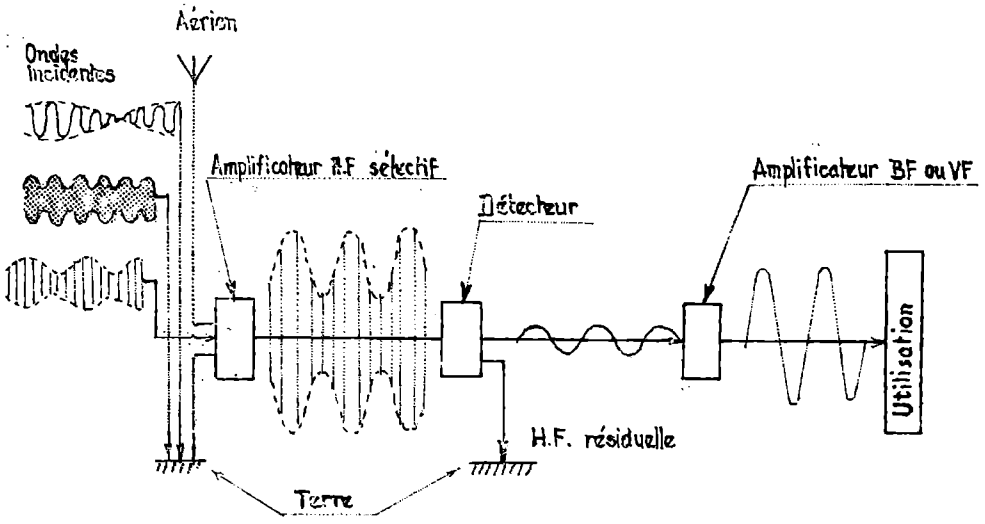


Fig. 20

La figure 20 schématise un récepteur.

Les différentes ondes incidentes développent dans l'aérien leurs f.é.m. particulières caractérisées chacune par une fréquence

porteuse. Un amplificateur haute fréquence sélectif élimine les composantes parasites et augmente l'amplitude de l'oscillation choisie. La sélection se fait par des circuits appropriés, l'amplification par des tubes électroniques.

Il faut remarquer que les circuits sélectifs doivent transmettre le spectre de fréquence, c'est-à-dire doivent englober la porteuse et ses deux bandes latérales. Dans certains cas, par exemple en télévision, on n'utilise qu'une seule bande latérale puisqu'elle contient tous les éléments de la modulation. La bande passante du circuit peut ainsi être égale à la fréquence maximum de modulation au lieu de deux fois cette valeur.

Dans les récepteurs dits superhétérodynes, l'amplification est accompagnée d'un changement de fréquence par lequel on substitue à la fréquence incidence reçue dans l'antenne une fréquence moyenne constante de l'ordre de 400 à 500 K Hz.

Cette façon de procéder présente de nombreux avantages mais le but recherché est toujours le même.

L'oscillation amplifiée est ensuite transmise au détecteur. Le rôle de celui-ci est de faire apparaître la modulation ou les impulsions continues de manipulation, en éliminant le courant de haute fréquence résiduel.

Dans le cas de modulation en fréquence, on utilise un circuit <u>discriminateur</u> qui transforme les variations de fréquence de la porteuse en variation de tension, le résultat est le même que pour la détection.

La tension obtenue est en général trop faible, elle doit être amplifiée avant l'utilisation. Suivant les cas on intercale un amplificateur basse fréquence, video-fréquence ou continu.

Cette étude schématique montre la diversité des fonctions que doivent remplir les récepteurs. Il faut ajouter à cela des fonctions annexes comme des réglages de volume, de tonalité ou un contrôle automatique de sensibilité destiné à compenser les variations incessantes de niveau des réceptions à grande distance.

PREMIERE PARTIE

— CIRCUITS — RAYONNEMENT ET PROPAGATION —

CHAPITRE I

— ELEMENTS CONSTITUTIFS DES CIRCUITS —

Les résistances, inductances, condensateurs utilisés en radio-technique ne sont pas parfaits. Il est utile de préciser dès le début quels sont leurs éléments constitutifs et les variations qui en résultent aux différentes fréquences.

1,1 RESISTANCES

1,11 Circuit équivalent

Une résistance présente une inductance parasite en série et une capacité répartie γ_1 en parallèle. Elle présente d'autre part des capacités parasites γ_2 et γ_3 avec la masse (Fig. 21 a).

L'ensemble des capacités γ_1 γ_2 γ_3 forment une capacité équivalente C (Fig. 21 b).

Fig. 21

Or les influences de L et C sont de signe contraire et il peut y avoir compensation.

Calculons ainsi l'admittance équivalente:

$$A = \frac{1}{R+jL\omega} + jC\omega$$

$$A = \frac{R}{R^2+L^2\omega^2} + j\omega\left(C - \frac{L}{R^2+L^2\omega^2}\right)$$

Mais $L\omega \ll R$ donc $L^2\omega^2$ est négligeable devant R^2

Si $C = \frac{L}{R^2}$

c'est-à-dire si $R = \sqrt{\frac{L}{C}}$

le terme imaginaire disparaît et $A = \frac{1}{R}$

Ce principe est utilisé pour réaliser des résistances non inductives.

Pour réduire l'inductance série on peut réaliser un bobinage à plat du fil résistant sur une plaquette de mica (fig. 22 a) ou mieux le bobinage AYRTON-PERRY dans lequel la résistance est formée de deux fils parallèles bobinés à plat en sens inverse de façon à opposer les flux (Fig. 22 b). Il faut remarquer que les points en présence aux croisements sont au même potentiel et les capacités entre fils n'interviennent pas.

Une variante souvent utilisée, de réalisation plus simple est représentée par la figure 22 c.

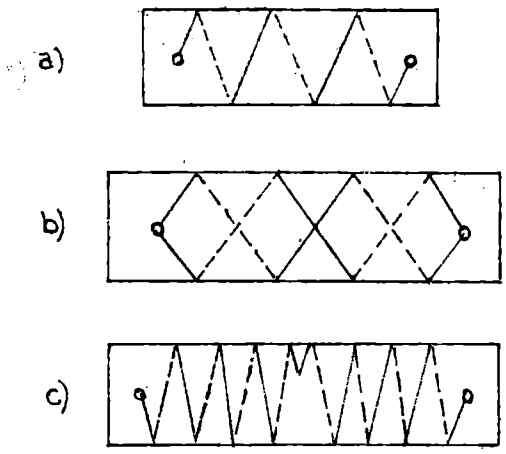


Fig. 22

Ces résistances sont utilisables dans le domaine des fréquences musicales. En haute fréquence on ne peut réaliser de résistances indépendantes de la fréquence que sous la forme d'un fil court et très fin; la résistance est alors limitée à 100 Ω .

1,12 Variations de résistance en fonction de la température.

Si R est la résistance à une température θ_1 , la résistance à une température θ_2 supérieure est:

$$R_2 = R_1 [1 + \alpha (\theta_2 - \theta_1)]$$

α coefficient de température varie avec la température, il doit donc être déterminé pour une petite variation autour d'une température donnée.

Le tableau ci-dessous donne quelques valeurs de résistivités et de coefficients de température mesurés en courant continu.

Matériaux	Résistivité $\mu\Omega/cm^3$ à 20 cc	α
Graphite	33 à 185	600 à 1200 10^{-6}
Tungstène	5,51	4500 10^{-6}
Nichrome	108	130 10^{-6}
Constantan	49	$\pm$ 20 10^{-6}
Manganin	48	$\pm$ 15 10^{-6}

1,13 Effet pelliculaire (skin effet)

En continu le courant circule uniquement par conduction électronique. En basse fréquence il en est pratiquement de même. Par contre en haute fréquence le courant se produit par effet électrostatique se propageant de proche en proche à la surface du conducteur. Ainsi une perturbation haute fréquence arrivant en un point A d'un conducteur se transmet en un point B infiniment près par la capacité répartie existant entre A et B.

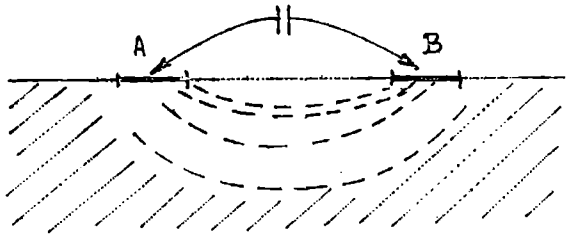


Fig. 23

Il en résulte un courant électronique dans le conducteur entre A et B mais celui-ci affectera principalement la zone externe car si la fréquence est assez élevée l'action électrique n'aura pas le temps d'atteindre la zone interne pendant la durée d'une demi période.

On remarque également que la longueur des filets de courant augmente pour atteindre la zone interne ce qui correspond à une inductance plus élevée et par cela même l'intensité diminue.

Le courant se localise ainsi en surface dans une pellicule d'autant plus mince que la fréquence est élevée.

On définit la profondeur effective de pénétration dans une paroi conductrice, par l'épaisseur d'une pellicule qui aurait, en continu, la même résistance que toute la paroi d'épaisseur illimitée en haute fréquence.

Dans le cas d'une paroi en cuivre:

$\delta = \frac{6,62}{\sqrt{f}}$ centimètre avec f en Hz.

La résistance unitaire d'un conducteur rond de grand diamètre devant δ est ainsi:

$$R = \frac{8,4\sqrt{f}}{D} \text{ microhm/mètre}$$

Il faut donc augmenter D proportionnellement à $\sqrt{f}$ pour maintenir la qualité du circuit.

La résistance à une fréquence f peut être calculée à partir de la résistance en courant continu R_o par la formule approchée ci-dessous:

$$Rf = R_o \left(1 + \frac{y^4}{3}\right)$$

avec

$y = \pi a \sqrt{\frac{\mu f}{1000\,\rho}}$

a = rayon du fil en cm

f = fréquence en Hz

ρ = résistivité en $\mu\Omega$ /cm

μ = perméabilité

On remarque ainsi que l'effet pelliculaire est d'autant plus faible que le diamètre est petit et que la résistivité est élevée.

Le tableau ci-contre donne quelques caractéristiques pratiques à titre d'exemple:

MATERIAUX	RESISTIVITE $\mu\Omega$ /cm	Diamètre maximum en millimètre pour $\frac{\Delta R}{R_o} < 1\%$		
		f=1 MHz	f=10 MHz	f=100 MHz
constantan	50	0,60	0,19	0,06
manganin	40	0,53	0,17	0,053
cuivre	1,6	0,11	0,034	0,011
fer-nickel (μ =500)	80	0,034		

1)Remarques- Si le fil résistant est enroulé à spires rapprochées, le champ créé par une spire perturbe les spires voisines et le courant se localise à l'intérieur (Fig. 24) La résistanse est encore augmentée et d'autant plus que le pas d'enroulement est petit.

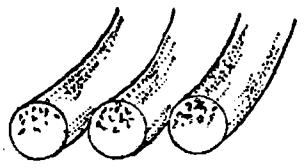


Fig. 24

La figure 25 donne les valeurs du facteur de proximité dans

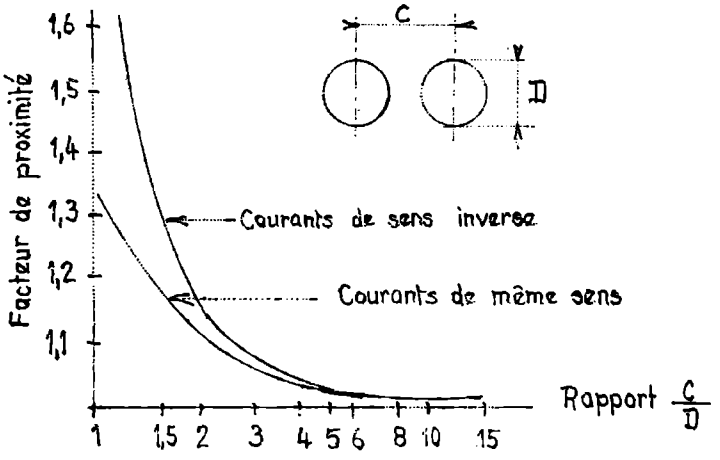


Fig. 25

le cas de deux conducteurs cylindriques ou tubulaires parallèles.

Le facteur de proximité est plus élevé lorsque les deux conducteurs sont traversés par des courants de sens inverse.

2) La valeur de la résistance effective en fonction de la fréquence dépend de deux facteurs:

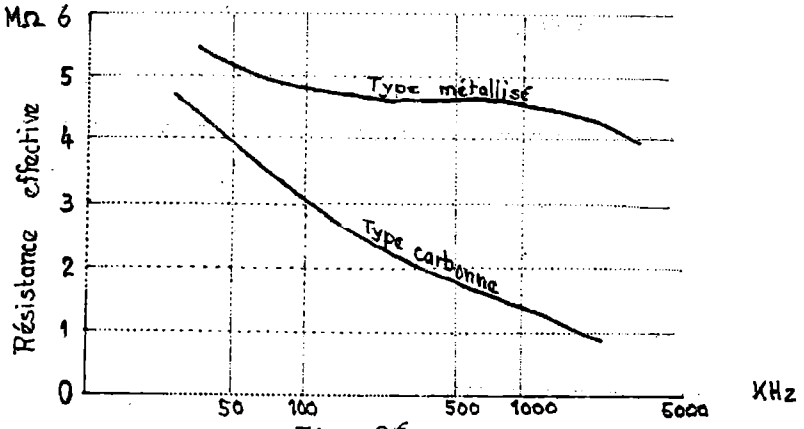


Fig. 26

- l'effet pelliculaire qui tend à l'augmenter lorsque f croît.

- la capacité parasite qui tend à la diminuer.

Aux fréquences élevées l'effet capacitif l'emporte. Cette diminution de résistance est importante dans le cas de résistance carbone en raison des capacités qui existent entre les grains.

1,2 INDUCTANCES

1,21 Circuit équivalent

Une bobine est équivalente au schéma de la figure 27.

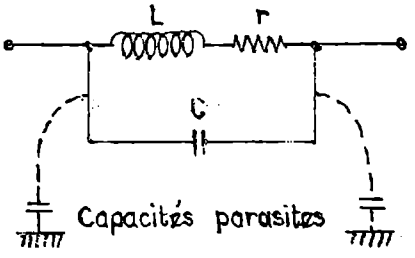


Fig. 27

Elle comporte une résistance série dont la valeur résume les pertes watées totales de la bobine d'inductance.

Son expression est de la forme:

$$r = R_1 + k_1 f + k_2 f^2 + k_3 f^3$$

R_1 étant la résistance du conducteur compte-tenu de l'effet pelliculaire.

$k_1 f$ la résistance correspondant aux pertes par hysteresis dans le fer du noyau.

$k_2 f^2$ la résistance correspondant aux pertes par courants de Foucault dans le noyau et dans le cuivre.

$k_3 f^3$ la résistance correspondant aux pertes diélectriques. Celles-ci seront étudiées particulièrement pour les condensateurs.

Une capacité en shunt représente la capacité répartie du bobinage. Elle varie suivant le mode de bobinage: maximum dans le cas de bobinage massé, plus faible dans le cas de bobinage fractionné ou à spires espacées.

En fréquence variable on obtient un phénomène de résonance entre inductance et capacité que nous étudierons ultérieurement. L'impédance du circuit passe par un maximum pour une pulsation ω_0 telle que:

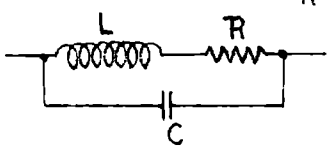
$$L\omega_0 = \frac{1}{C\omega_0}$$

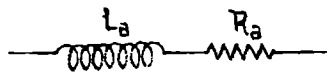
Aux fréquences inférieures à la fréquence propre f_0 de la bobine l'inductance l'emporte sur la capacité.

L'admittance du circuit LRC est:

$$A = \frac{1}{R + jL\omega} + jC\omega$$

$$A = \frac{1 - LC\omega^2 + jRC\omega}{R + jL\omega}$$





L'impédance devient:

$$Z = \frac{R}{1 - LC\omega^2 + jRC\omega} + j\frac{L\omega}{1 - LC\omega^2 + jRC\omega}$$

au dénominateur $RC\omega$ est en général négligeable devant 1 et $LC\omega^2$

$$\left(RC\omega = \frac{1}{Q} = \frac{1}{100} \text{ à } \frac{1}{400} \right)$$

donc:

$$Z \# \frac{R}{1 - LC\omega^2} + j\frac{L\omega}{1 - LC\omega^2} = R_a + jL_a\omega$$

avec l'inductance apparente:

$$L_a = \frac{L}{1 - LC\omega^2} \qquad \text{mais} \qquad LC = \frac{1}{\omega_0^2} \qquad \text{donc}$$

$$L_a = \frac{L}{1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2} = \frac{L}{1 - \left(\frac{f}{f_0}\right)^2}$$

La capacité parasite augmente ainsi l'inductance apparente.

En traçant le diagramme de Fresnel on vérifie que la bobine produit un déphasage inférieur d'un angle θ à 90°.

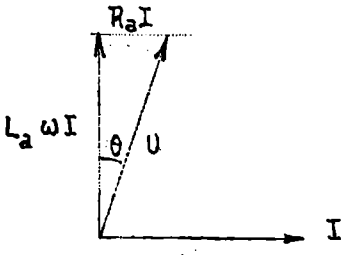


Fig. 28

L'angle θ dit de pertes est tel que:

$$tg.\theta = \frac{R_a}{L_a \omega}$$

On définit un facteur de qualité par l'inverse:

$$Q_a = \frac{L_a \omega}{R_a}$$

est le coefficient de surtension apparent dont nous donnerons le sens physique ultérieurement.

On obtient à titre d'exemple:

Q_a = 10 pour un circuit médiocre
Q_a = 100 pour un bon circuit
Q_a = 400 pour un très bon circuit.

Aux fréquences supérieures à f_0 la capacité l'emporte sur l'inductance et la réactance devient négative. La bobine n'est plus utilisable dans ces conditions, d'autre part, on obtient un régime de résonances complexes avec plusieurs pointes.

En résumé la figure 29 donne les courbes des valeurs apparentes:

X_a R_a et $Q_a = \frac{X_a}{R_a}$

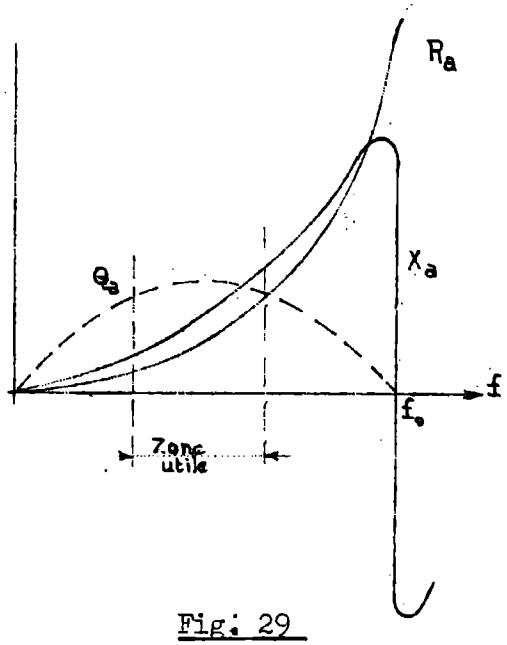


Fig. 29

A la résonance, la réactance du circuit équivalent s'annule et les pertes passent par un maximum; le coefficient de surtension s'annule.

Q_a est nul également à la fréquence zéro. Il passe par un maximum lorsque les pentes des courbes X_a et R_a en fonction de f sont égales.

On obtient de part et d'autre du maximum la zone utile de l'inductance.

Remarque:

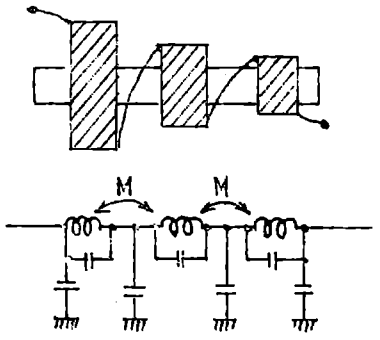


Fig. 30

On réalise des inductances de blocage (selfs de choc) présentant une impédance élevée pour une fréquence ou une bande de fréquences. Elles sont composées d'inductances en cascade formant un circuit complexe présentant plusieurs résonances.

Par les capacités parasites différentes et un choix convenable des inductances élémentaires les résonances s'échelonnent régulièrement en fréquence et la self de choc peut présenter une impédance élevée sur une grande plage de fréquences.

Les caractéristiques d'une inductance dépendent de 3 facteurs principaux:

- le conducteur
- le noyau
- le blindage.

Etudions l'influence des deux premiers facteurs en reportant à la fin de ce chapitre l'étude complète des blindages.

1,22 Influence du Conducteur

Nous avons montré l'influence de l'effet pelliculaire qui peut devenir important dans le cas d'un bobinage à cause de l'effet de proximité.

En raison de la conduction superficielle, il faut soigner la

surface des conducteurs, on peut ainsi utiliser du cuivre argenté. La zone intérieure n'intervenant pas on réalise des bobinages en tube ou en bande de cuivre mince.

Une autre solution pour réduire l'effet pelliculaire consiste à utiliser du fil divisé ou Litzendraht. Nous avons montré que la section utilisée par le courant est relativement plus importante dans un fil fin que dans un gros fil, il vient alors à l'idée de réaliser un conducteur à l'aide de fils très fins isolés les uns des autres et placés en parallèle, la résistance obtenue est beaucoup plus faible que celle d'un conducteur simple de longueur et de section équivalente. On utilise habituellement des conducteurs comportant de 10 à 30 brins émaillés d'environ 5/100, l'ensemble est isolé sous soie grège. Dans la réalisation des fils divisés, il y a lieu en outre d'adopter un mode de cordage qui fasse passer tous les brins successivement par tous les points de la section pour qu'il y ait symétrie entre les courants, au cas contraire les brins placés au centre seraient soustraits au passage du courant.

L'emploi des fils divisés est cependant limité aux fréquences de 1 à 2 MHz. Aux fréquences supérieures, les pertes dans l'isolant lui font perdre ses avantages.

1,23 Influence du Noyau

Une inductance dans l'air est donnée par la relation:

$$L = kN^2$$

N étant le nombre de spires. Si on introduit un noyau magnétique de perméabilité μ l'inductance devient:

$$L' = k\mu N^2$$

si le noyau ne crée pas de pertes supplémentaires, le coefficient de surtension est multiplié par μ

D'autre part, à self constante, le nombre de spires peut être divisé par $\sqrt{\mu}$ dans le deuxième cas ce qui tend également à augmenter la qualité de l'inductance. On voit ainsi l'intérêt des noyaux magnétiques mais il se pose un problème de réduction des pertes.

Les pertes magnétiques sont de deux ordres, elles peuvent se produire par hystérésis ou courants de Foucault.

Les pertes par hystérésis se produisent dans les masses magnétiques, elles varient avec les différentes substances magnétiques et sont proportionnelles à la surface du cycle hystérétique. La puissance perdue est donnée par la relation:

$$p = \eta B^x f.$$

dans laquelle η est le coefficient de Steinmetz qui dépend des corps:

B est l'induction maximum
f la fréquence
et x un chiffre compris normalement entre 1,2 et 2 suivant la valeur de l'induction mais pouvant descendre à 0,00085 dans le cas de tôles extra supérieures.

Les pertes par courants de Foucault sont dues aux courants induits dans les masses conductrices, magnétiques ou non, soumises à un flux variable. (Elles se produisent également dans les supports).

La puissance perdue est donnée par la relation:

$$p = K \frac{B^2 f^2}{\rho}$$

dans laquelle k est un coefficient qui dépend de la nature, de la forme et des dimensions des corps soumis à l'induction.

B l'induction maximum
f la fréquence
et ρ la résistivité des corps.

En résumé les pertes par hystérosis sont proportionnelles à la fréquence, les pertes par courant de Foucault sont proportionnelles au carré de la fréquence, on conçoit donc qu'en haute fréquence ces pertes deviennent importantes.

Les pertes par hystérosis dépendent du choix de la substance magnétique. La réduction des pertes par courants de Foucault est obtenue soit par un fractionnement du circuit magnétique d'autant plus poussé que la fréquence est élevée (tôles ou poudres agglomérées) soit en utilisant des substances magnétiques présentant une forte résistivité (ferrites).

Noyaux en tôles magnétiques.

En basse fréquence on utilise des circuits magnétiques feuilletés formés de tôles isolées entre elles.

Les tôles peuvent être:

a) en acier au silicium

L'acier à 3 % de Silicium donne des pertes par hystérésis très faibles. Sa résistivité de faible valeur (50 $\mu\Omega$ /cm/cm^2) exige un fractionnement en lames minces pour réduire les pertes par courants de Foucault. En fabrication courante on réalise 3 qualités de tôles.

Qualité	Epaisseur m/m	Pertes à 50 Hz avec B = 10.000 watt/kg
Ordinaire	5/10	3,6
Supérieure	4/10	2,6
Extra Supérieure	3/10 à 35/100	1,6

Une amélioration importante de qualité a pu être obtenue en utilisant des tôles à grains orientés et en réduisant l'épaisseur jusqu'à 5/100 de mm.

En utilisant les tôles de telle sorte que le flux circule dans le sens du laminage ou augmente considérablement la perméabilité qui atteint 25.000 à 30.000 et d'autre part on réduit approximativement les pertes à la moitié de leurs valeurs précédentes.

Les tôles à grains orientés sont laminées en différentes épaisseurs:

33/100 12,5/100 et 5/100 de mm.

elles permettent la réalisation de circuits dits à "double C".

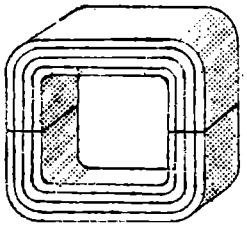


Fig. 31

La tôle est fractionnée en bandes dans le sens du laminage. Chaque bande isolée sur deux faces et enroulée sur forme, le noyau ainsi obtenu est fixé par un composé thermo durcissable puis fendu pour permettre l'introduction du bobinage (Fig. 31)

Une lame d'acier cercle le tout et maintient les deux parties du circuit.

b) en alliages fer-nickel

Les alliages fer-nickel ont des propriétés magnétiques très différentes suivant la proportion de nickel.

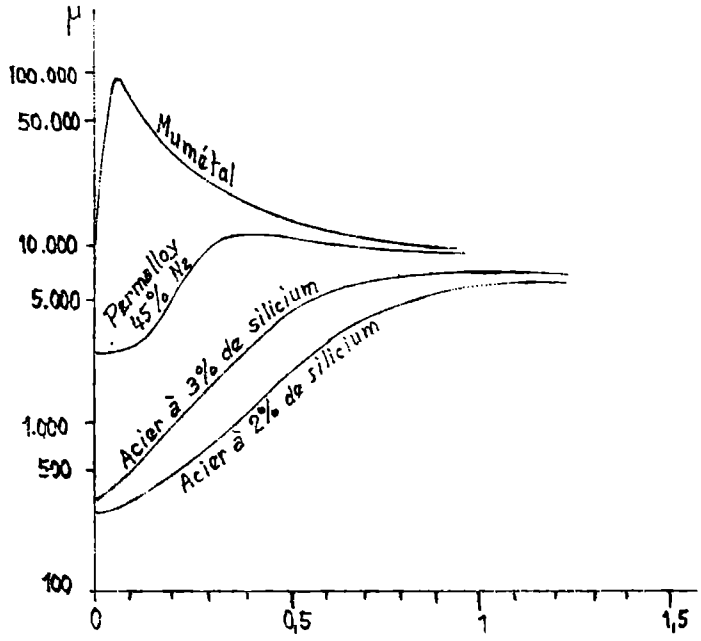


Fig. 32

Les alliages à 78,5 % de nickel (Permalloy) et le mumétal (76,7 % de nickel, 15,5 % de fer, 5,2 % de cuivre, 2,2 % de manganèse) présentent une perméabilité initiale très élevée (de 10.000 à 12.000) et produisent des pertes extrêmement faibles (0.29 W/Kg pour une induction de 10.000 à 50 Hz).

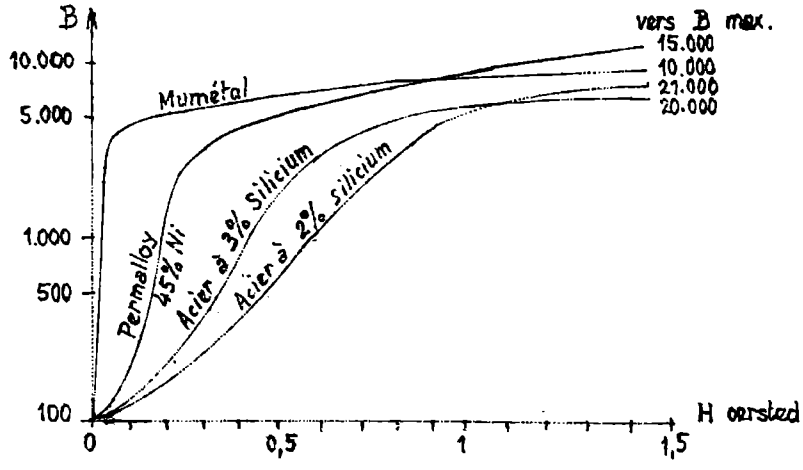


Fig. 33

L'introduction de 3,8 % de molybdène a permis d'augmenter la résistivité et ainsi de réduire les pertes par courant de Foucault. Le niveau de saturation est cependant plus faible.

Les alliages à 45 % de Nickel (Hipernick) présente une perméabilité initiale plus faible (μ = 2500).

La perméabilité, constante aux faibles valeurs du champ, passe par un maximum un peu avant la saturation.

Remarque: Lorsque le circuit magnétique est soumis à une composante alternative superposée à une composante continue, le point de fonctionnement décrit un petit cycle d'hystéresis à partir d'un point moyen situé sur le cycle principal et défini par la composante continue.

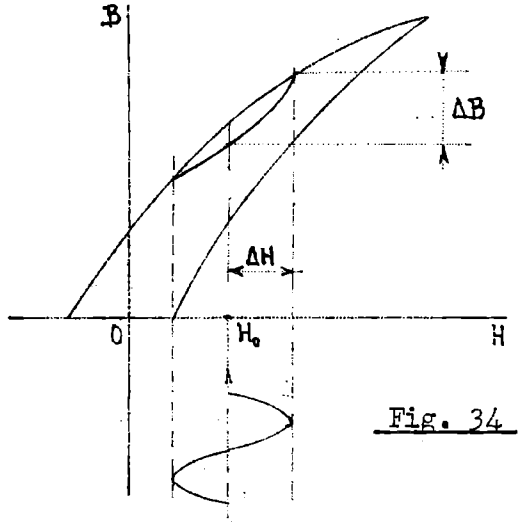


Fig. 34

On utilise dans ce cas la notion de perméabilité différentielle:

$$\mu \text{ diff} = \frac{\Delta B}{\Delta H}$$

si le point moyen n'est pas trop élevé sur le cycle principal:

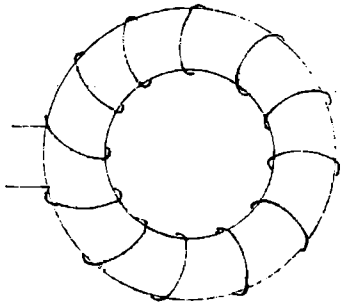
$$\mu \text{ différentielle} \neq \mu \text{ initiale.}$$

La perméabilité différentielle diminue lorsque le point moyen se déplace vers la zone de saturation. Lorsque la composante continue est importante il faut prévoir un entrefer dans le circuit magnétique pour diminuer l'induction moyenne.

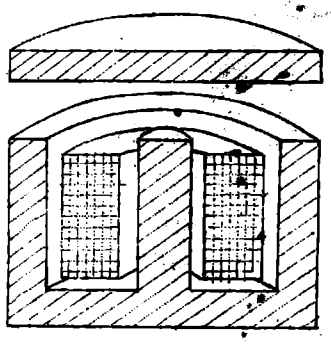
Noyaux en poudres de fer.

Ces circuits magnétiques à faibles pertes sont formés d'une poudre de fer dont les grains, autant que possible sphériques ont de 3 à 20 μ de diamètre. Cette poudre est agglomérée par un liant qui enrobe chaque grain. Pressé à chaud, le liant se polymérise et donne un noyau rigide d'une grès grande stabilité magnétique.

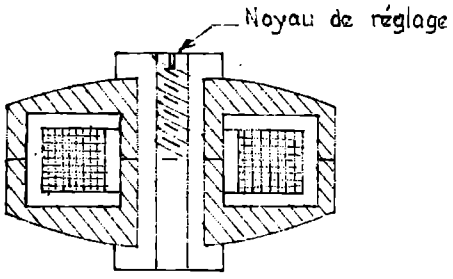
Ces noyaux sont caractérisés par une perméabilité apparente définie par le rapport $\mu_a = \frac{\text{coefficient de self avec noyau}}{\text{coefficient de self sans noyau}}$



tore



pot fermé
(coupe).



port fermé réglable

bâtonnet

Fig. 35

Les noyaux en poudre de fer sont utilisés en BF, MF, HF et même en VHF.

La grosseur des grains est d'autant plus petite que la fréquence est grande.

Les noyaux destinés aux fréquences supérieures à 10 MHz ont une perméabilité légèrement supérieure à l'unité, ils permettent le règlage des circuits.

Les caractéristiques des noyaux en poudre de fer peuvent se

résumer par le tableau suivant :

fréquence d'utilisation	forme	Perméabilité apparente	Grosseur des grains
BF et MF jusqu'à 100 KHz	tore	12 à 120	20 μ
MF jusqu'à 500 KHz	pot fermé	4 à 5	8 μ
MF et HF jusqu'à 10 MHz	bâtonnet	2 à 2,5	8 μ
Supr à 10 MHz	bâtonnet	1,1	3 μ

Noyaux en ferrites.-

Les ferrites sont des céramiques à cristallisation cubique appelées pour cette raison Ferrox cube.

Le Ferrox cube 3 à base de Fer, manganèse et zinc est utilisable en basse fréquence.

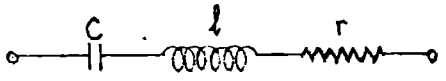
Les ferrites donnent des pertes par hystéresis faibles, leur résistivité élevée (de l'ordre de $10^6\ \Omega$ cm/cm^2 rend les pertes par courants de Foucault négligeables. Leur perméabilité atteint 1000.

Les circuits magnétiques en ferrites ont une très grande stabilité. Ils peuvent être réalisés sous différentes formes par moulage sous pression (circuit ouvert-circuit en pot fermé - anneau - manchon).

1,3 CONDENSATEURS

1,31 Circuit équivalent

Un condensateur est équivalent au schéma de la figure 36.



(Fig. 36)

L'inductance parasite est due aux connexions et aux électrodes. Dans le cas d'électrodes d'assez grandes dimensions les différentes parties des électrodes ne sont pas au même potentiel mais forment une

ligne de transmission. Comme nous le montrerons ultérieurement une telle ligne de résonance quart d'onde se comporte comme une résistance pure mais aux fréquences supérieures elle devient inductive. Pour remédier à cet inconvénient on assure une liaison équipotentielle sur chaque électrode dans le cas de condensateur au papier non inductif.

La résistance série est due principalement aux pertes dans le diélectrique.

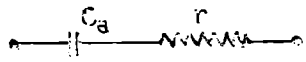
Les deux éléments réactifs C et ℓ donnent un phénomène de résonance.

En dessous de la fréquence de resonance f_0 la réactance est capacitive. Appelons C_a la capacité équivalente au circuit ℓC

$$X = \ell\omega - \frac{1}{C\omega} = -\frac{1}{C_a\omega}$$

$$X = \frac{\ell C\omega^2 - 1}{C\omega} = -\frac{1}{C_a\omega}$$

(Fig. 37)



donc

$$C_a = \frac{C}{1-\ell C\omega^2} = \frac{C}{1-\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2} = \frac{C}{1-\left(\frac{f}{f_0}\right)^2}$$

l'inductance parasite augmente donc la capacité apparente.

Au-dessus de la résonance le condensateur se comporte comme une inductance. Etudions plus en détail les pertes dans un condensateur.

1,32 Pertes diélectriques

Un diélectrique soumis à un champ électrique haute fréquence s'échauffe, donc il dissipe de l'énergie. Les pertes qui en résultent sont dues au mouvement alternatif des molécules qui forment le diélectrique.

La puissance dissipée est donnée par la relation:

$$p = kE^2fV$$

dans laquelle:

K est un coefficient de proportionnalité qui dépend du diélectrique, il est appelé facteur de perte,
E est le champ électrique maximum
f est la fréquence
V le volume du diélectrique.

Les pertes sont ainsi proportionnelles à la fréquence toutes choses égales par ailleurs (si le champ électrique E est proportionnel à la fréquence les pertes sont proportionnelles en réalité au cube de la fréquence).

Par exemple en relevant les températures dans un diélectrique soumis à un champ électrique d'amplitude constante mais aux fréquences 100 KHz et 10 MHz on obtient les courbes suivantes (Fig. 37)

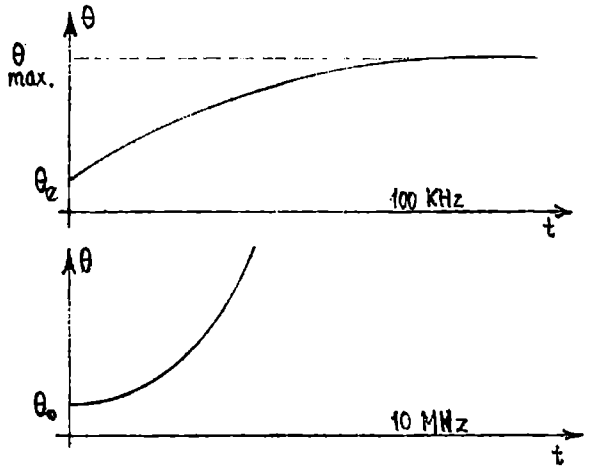


Fig. 37

A 100 KHz un équilibre de température est atteint au bout d'un certain temps, par contre à 10 MHz la température s'élève de plus en plus rapidement jusqu'à la destruction du diélectrique. Ceci est dû à l'augmentation du facteur de perte avec la température.

Dans les circuits, les pertes par diélectrique se produisent dans les condensateurs ou les supports et isolants divers.

Dans un condensateur on représente la perte par une résistance fictive placée en série ou en parallèle avec la capacité supposée pure. Il est évident qu'une capacité pure ne peut produire une dissipation d'énergie. Or, s'il y a échauffement du diélectrique, il y a en quelque sorte production d'une énergie wattée pouvant être développée par une résistance fictive équivalente.

La capacité produit de ce fait un déphasage un peu inférieur à $\pi/2$ d'un angle δ que l'on appelle angle de pertes.

Celui-ci est lié au facteur de perte K par la relation

$$\operatorname{tg} \delta = 18 \times 10^{11} \frac{K}{\varepsilon}$$

ε étant le pouvoir inducteur spécifique du diélectrique appelé également constante diélectrique.

$$\varepsilon = \frac{\text{capacité avec diélectrique}}{\text{capacité dans le vide}}$$

Si l'on suppose la résistance équivalente R_s en série, on

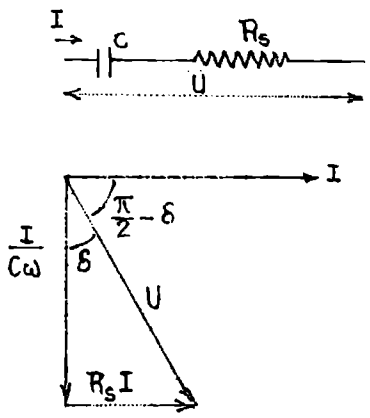


Fig. 38

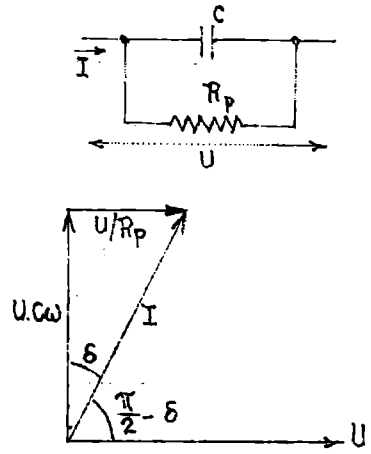


Fig. 39

peut tracer le diagramme de Fresnel de la figure 38. On a: $tg\ \delta = R_s C\omega$

si la résistance Rp est en parallèle on a d'après le diagramme de la figure 20:

$$tg\ \delta = \frac{1}{R_p C\omega}$$

Nous donnons par le tableau ci-après quelques valeurs de:

ε $tg\ \delta$ et K

Matériaux	ε	$tg\ \delta \times 10^3$	$K \times 10^{15}$
Quartz	3,7	0,11	0,23
Micas	5 à 8	0,17	0,5 à 1
Bioxyde de Titane	45 à 80	0,3 à 0,4	7,5 à 17,7
Ebonites	2,5 à 3,5	6 à 12	8 à 25
Verres	5 à 9	4 à 6	10 à 25
Bakélite	4 à 6	30 à 40	80 à 110

Ces valeurs ne sont données qu'à titre indicatif car l'angle de pertes varie avec la fréquence et la température.

On utilise également la notion de "facteur de puissance" exprimé en %. Le "facteur de puissance" représente la fraction de volt-ampères dissipée dans le condensateur.

MATERIAUX	FACTEUR DE PUISSANCE EN %		
	60 Hz	1 Khz	1 MHz
ambre	0	0	0,2
pyrex	0	0,5	0,2
mica	0,03	0,02	0,02
quartz	0,03	0,03	0,03
polystyrène	0,02	0,02	0,03
stéatite	1	0,4	0,3

1,4 BLINDAGES

Un blindage est destiné à supprimer ou à rendre négligeable les réactions magnétiques ou électrostatiques entre deux éléments de circuits.

1,41 Blindages conducteurs pour champs magnétiques

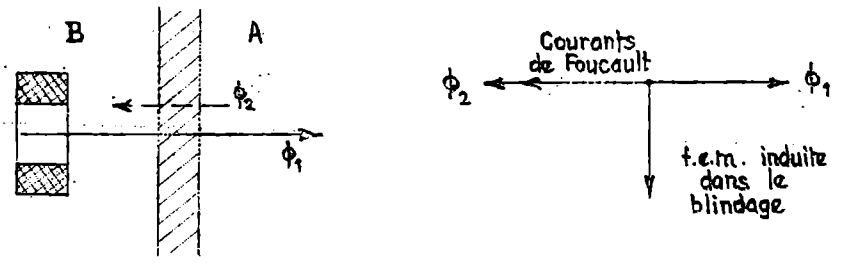


Fig. 40

Soit à soustraire une zone A de l'action d'un champ magnétique produit dans une zone B.

Séparons les deux zones par un écran conducteur.
Le flux parasite ϕ_1 induit dans l'écran une f.é.m. en quadrature arrière.

Les courants de Foucault qui en résultent forment des filets de courant circulaires. Le déphasage des courant dépend de la résistance et de la réactance de self des filets de courant. Si la plaque est très conductrice (cuivre ou aluminium) et la fréquence suffisamment élevée, la résistance est négligeable devant la réactance de self et les courants de Foucault sont en quadrature arrière

sur la f.é.m. c'est-à-dire en opposition de phase avec ϕ_1 . Le flux de réaction ϕ_2 développé par les courants de Foucault neutralise ainsi le flux ϕ_1 .

L'efficacité d'un blindage conducteur dépend donc de sa conductance et de la fréquence. Il faut remarquer que l'effet pelliculaire peut diminuer beaucoup la conductance effective du blindage aux fréquences élevées.

Etudions l'influence d'un blindage conducteur sur une inductance. Le coefficient de self est:

$$L = \frac{N\phi}{I}$$

Or le flux de réaction du blindage de sens inverse du flux principal réduit le flux dans le bobinage et ainsi diminue le coefficient de self.

La figure 41 montre l'influence du diamètre du blindage et du rapport de la longueur au diamètre du bobinage.

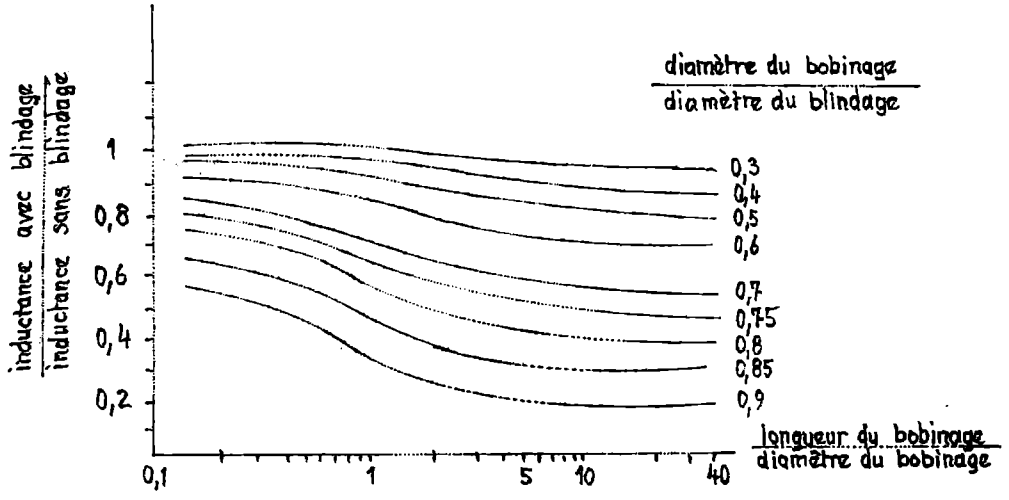


Fig. 41

D'autre part les pertes dans le blindage produisent une augmentation de la résistance apparente de l'inductance. En conséquence le coefficient de surtension d'une inductance est fortement réduit par le blindage car L diminue et R augmente.

1,42 Blindages magnétiques.

Dans le cas de champs magnétiques basse fréquence les blindages doivent être réalisés par des écrans magnétiques à haute perméabilité initiale par exemple en mumétal. La protection peut être augmentée en interposant plusieurs enceintes magnétiques.

1,43 Blindages électrostatiques

Un écran conducteur porté à un potentiel constant joue le rôle de cage de Faraday et évite toute réaction électrostatique. Il peut être formé par une feuille mince de papier d'aluminium ou une toile métallique.

Les blindages contre les champs magnétiques assurent en même temps une protection électrostatique s'ils sont reliés à la terre.

Par contre dans les transformateurs écranés basse fréquence on dispose entre le primaire et les secondaires un écran conducteur non magnétique destiné à former un blindage électrostatique mais ne produisant aucun effet au point de vue magnétique. Un joint isolant évite la fermeture du blindage qui formerait sans cette précaution une spire en court-circuit.

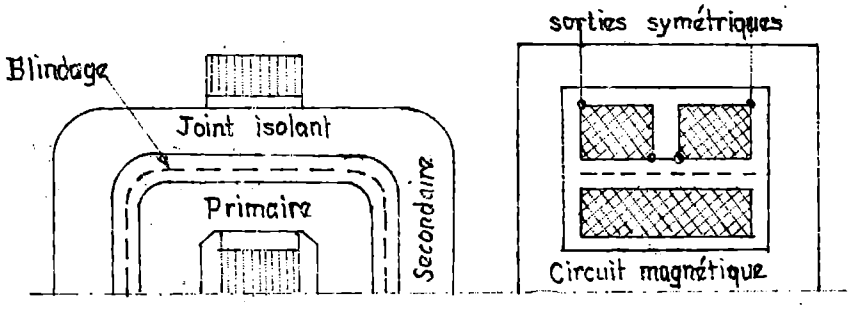


Fig. 42

L'écran électrostatique permet d'obtenir un secondaire avec sorties symétriques par rapport à la masse (utilisé dans les montages en pont).

CHAPITRE II

CIRCUIT RESONNANT SIMPLE

2,1 REGIMES TRANSITOIRES DANS UN CIRCUIT L R C

Un circuit fermé L R C peut sous l'effet d'un choc électrique être le siège d'une oscillation spontanée. Etudions tout d'abord le phénomène physiquement; des analogies vont nous permettre de matérialiser le fonctionnement du circuit oscillant et le comparant à un système mécanique oscillant:

Il est possible d'assimiler une inductance à une masse, car elle produit en électricité un effet d'inertie semblable à celui de la masse, de même l'effet de capacité est comparable à l'élasticité ou plus exactement à son inverse, c'est-à-dire la raideur.

La résistance est remplacée par le coefficient de frottement.

Ainsi le circuit L R C peut être représenté suivant la figure 43 par une masse M fixée à un ressort r, et coulissant avec un coefficient de frottement p sur une tige encastrée aux deux extrémités.

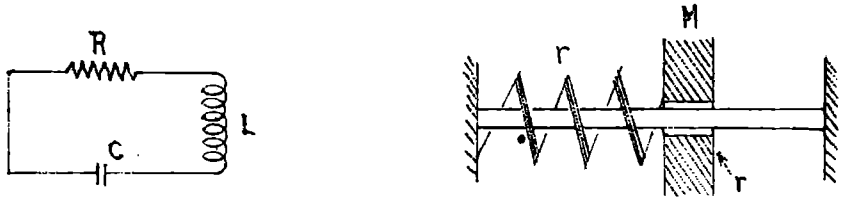


Fig. 43

Si l'on comprime le ressort en déplaçant la masse vers la gauche et qu'on libère celle-ci, le ressort se détend et la masse reprend sa position de repos après un certain nombre d'oscillations d'amplitude décroissante. On peut vérifier qu'en augmentant le coefficient de de frottement, c'est-à-dire en amortissant le système, le nombre d'oscillations diminue et peut même s'annuler, le fonctionnement est dans ce dernier cas apériodique.

Nous obtiendrons un fonctionnement semblable avec le circuit oscillant.

Comparons les deux régimes vibratoires à différents instants de la période (fig. 44).

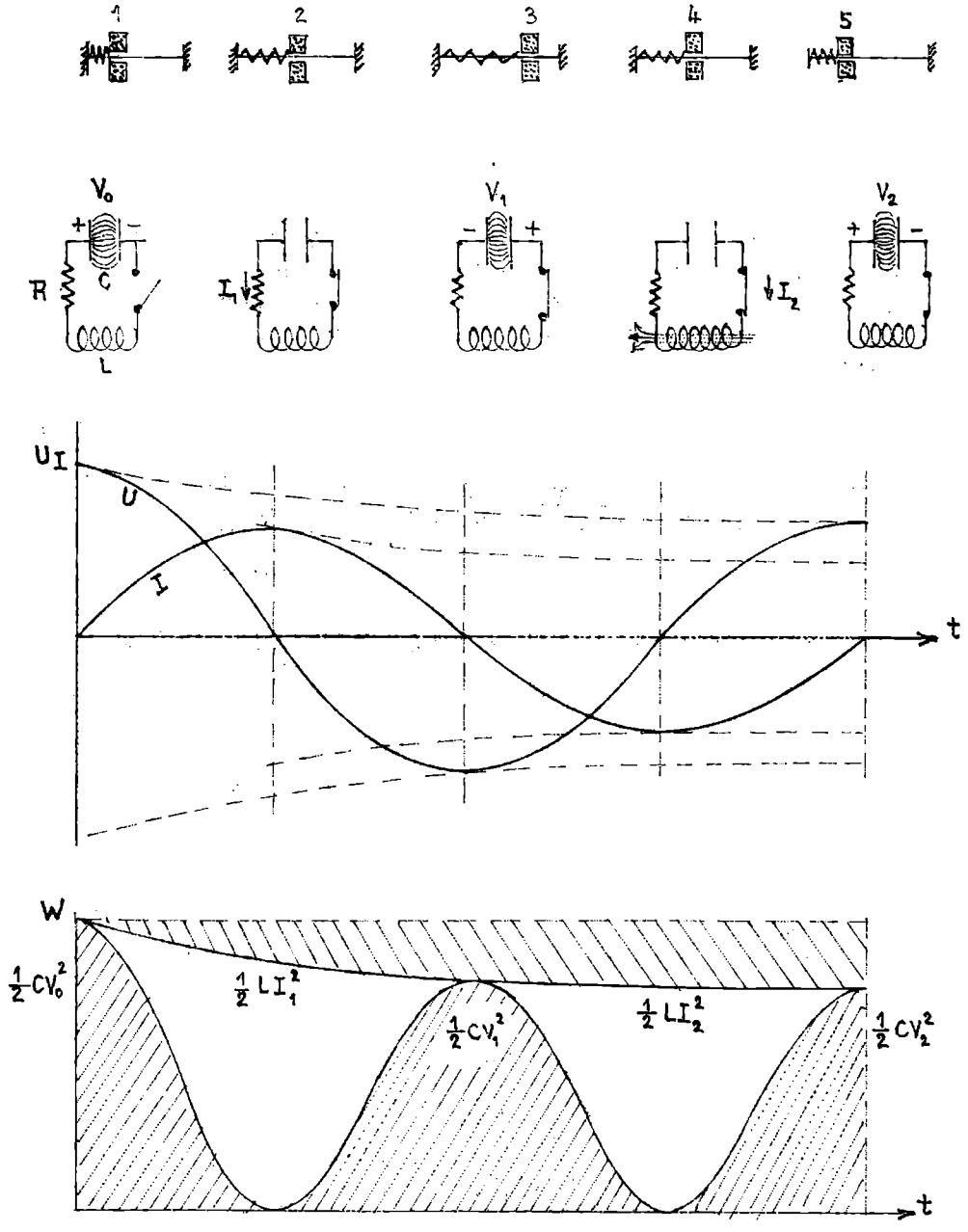


Fig. 44

En 1 - le ressort comprimé emmagasine une certaine énergie potentielle, ce qui correspond pour le circuit oscillant à une charge de la capacité, le circuit étant ouvert.

En 2 - la masse libérée est projetée vers la droite, au passage à la position de repos l'énergie potentielle du ressort s'annule mais est transformée en énergie cinétique, la vitesse de la masse est alors maxima.

De même l'interrupteur étant fermé la capacité débite dans l'inductance un courant qui partant de zéro atteint à ce moment sa valeur maxima.

En 3 - La masse entraînée par son inertie détend le ressort et s'arrête à droite.

Pour le circuit oscillant, l'effet de self induction développe une force contre électromotrice qui recharge en sens inverse la capacité.

En 4 - La phase 2 se reproduit en sens inverse.

En 5 - La phase 3 est inversée et tout revient à l'état initial, à la seule différence que les frottements et la résistance ont dissipé une certaine énergie, ce qui se traduit par une diminution des amplitudes vibratoires.

L'énergie totale contenue dans le circuit oscillant décroît ainsi en fonction du temps à cause des pertes Joules. Elle se partage alternativement en énergie potentielle et en énergie cinétique. Aux instants considérés précédemment une des formes d'énergie s'annule.

En 1, 3 et 5 elle est uniquement potentielle.

$$\left(\frac{1}{2} CV_0^2 \quad , \frac{1}{2} CV_1^2 \; , \; \frac{1}{2} CV_2^2 \right)$$

En 2 et 4 elle est uniquement cinétique.

$$\left(\frac{1}{2} LI_1^2 \quad , \quad \frac{1}{2} LI_2^2 \right)$$

On peut vérifier comme pour le système mécanique, l'amortissement produit par la résistance et pour une forte valeur de celle-ci, la décharge apériodique de la capacité.

Etudions maintenant le problème mathématiquement :

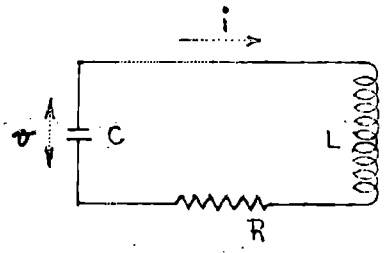


Fig. 45

Sous l'effet d'une perturbation électrique, le circuit est traversé à un instant donné par un courant i, une d.d.p. v apparaît alors aux bornes de la capacité (fig. 45).

Appliquons la loi de Kirchoff au circuit:

$$L\frac{di}{dt} + Ri + v = 0 \qquad (1)$$

Dans la capacité on a: $i = \frac{dq}{dt}$ et $dq = Cdv$

donc $i = C\frac{dv}{dt}$ et $\frac{dv}{dt} = \frac{i}{C}$

Dérivons l'équation (1), on obtient:

$$L\frac{d^2i}{dt^2} + R\frac{di}{dt} + \frac{dv}{dt} = 0$$

soit

$$L\frac{d^2i}{dt^2} + R\frac{di}{dt} + \frac{i}{C} = 0 \qquad (2)$$

C'est une équation différentielle du second ordre à coefficients constants, dont l'équation caractéristique est:

$$Lr^2 + Rr + \frac{1}{C} = 0 \qquad (3)$$

En divisant par L il vient:

$$r^2 + \frac{R}{L}r + \frac{1}{LC} = 0 \qquad (4)$$

Mais $\frac{1}{LC}$ est le carré de la pulsation de résonance du circuit:

$$\frac{1}{LC} = \omega_0^2$$

Posons d'autre part: $\frac{R}{L} = 2a$

L'équation caractéristique devient:

$$r^2 + 2ar + \omega_0^2 = 0 \qquad (5)$$

Les racines de cette équation sont:

$$\begin{matrix} r' \\ r'' \end{matrix} = -a \pm \sqrt{a^2 - \omega_0^2}$$

Trois cas sont à considérer:

<u>1er Cas</u>:

$$a^2 - \omega_0^2 > 0 \qquad \text{c'est-à-dire} \quad \frac{R^2}{4L^2} - \frac{1}{LC} > 0$$

d'où l'on tire: $R > \sqrt{\frac{4L}{C}}$

Les deux racines sont réelles

$$r' = -\frac{R}{2L} + \sqrt{\frac{R^2}{4L^2} - \frac{1}{LC}}$$

$$r'' = -\frac{R}{2L} - \sqrt{\frac{R^2}{4L^2} - \frac{1}{LC}}$$

L'intégrale générale de l'équation différentielle est:

$$\boxed{i = C_1 e^{r't} + C_2 e^{r''t}}$$

Les constantes C_1 et C_2 dépendent des conditions initiales dans lesquelles la perturbation a été produite.

Les racines étant négatives la fonction est exponentielle décroissante. Le Régime est apériodique.

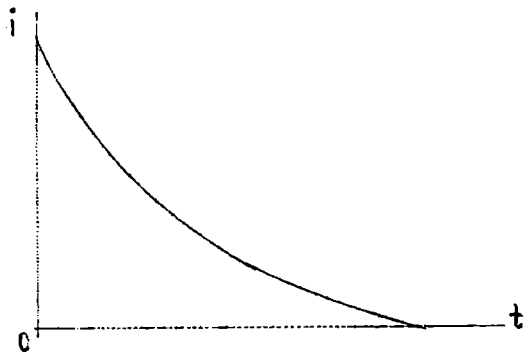


Fig. 46

2ème cas:

$$a^2 - \omega_0^2 = 0 \qquad R = \sqrt{\frac{4L}{C}}$$

On obtient une racine double $r = a$
L'intégrale générale de l'équation différentielle est:

$$i = C_1 t e^{rt} + C_2 e^{rt}$$

soit

$$i = (C_1 t + C_2)\, e^{at}$$

C'est encore une fonction exponentielle décroissante, mais c'est un cas limite.

3ème cas:

$$a^2 - \omega_0^2 < 0 \qquad R < \sqrt{\frac{4L}{C}}$$

On a dans ce cas deux racines imaginaires.

Posons $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - a^2}$ Les deux racines sont $-a \pm j\omega$

L'intégrale générale de l'équation différentielle est:

$$i = e^{-at}\left(C_1 \sin \omega t + C_2 \cos \omega t\right)$$

expression qui peut se mettre sous la forme:

$$i = Ae^{-at} \sin\left(\omega t + \varphi\right)$$

A et φ étant des constantes.

On obtient ainsi l'équation d'un courant alternatif amorti suivant une loi exponentielle (Fig. 47) Le courant n'est pas sinusoïdal mais passe par les valeurs maximum avec intervalles de temps égaux T appelés pseudo-période celle-ci définie par $T = \frac{2\pi}{\omega}$

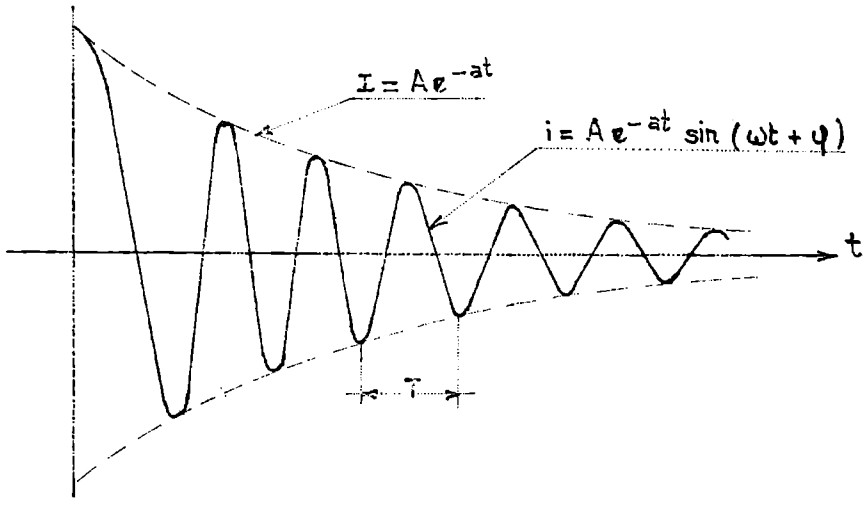


Fig. 47

C'est-à-dire

$$T = \frac{2\pi}{\sqrt{\omega_0^2 - a^2}}$$

est différente de la période propre du circuit.

$$T_0 = \frac{2\pi}{\omega}$$

mais lorsque $a = \frac{R}{2L}$ appelé coefficient d'amortissement est faible, c'est-à-dire que R est négligeable devant 2 L, on a $T \neq T_0$

L'enveloppe de l'oscillation amortie a pour équation $I = Ae^{-at}$ c'est approximativement l'équation des valeurs maxima du courant.

2,2 CARACTERISTIQUES D'AMORTISSEMENT

Nous venons de définir le coefficient d'amortissement:

$$a = \frac{R}{2L}$$

dans l'équation du courant

$$i = Ae^{-at} \sin(\omega t + \varphi)$$

On le remplace souvent par des coefficients ayant un sens physique plus apparent: ce sont les décréments et la constante de temps.

2,21 Décréments

Considérons 2 maxima successifs I_1 et I_2 du courant (fig.47) ils se produisent avec un intervalle de temps d'une pseudo-période T. on a:

$$I_1 = Ae^{-at}$$

$$I_2 = Ae^{-a(t+T)}$$

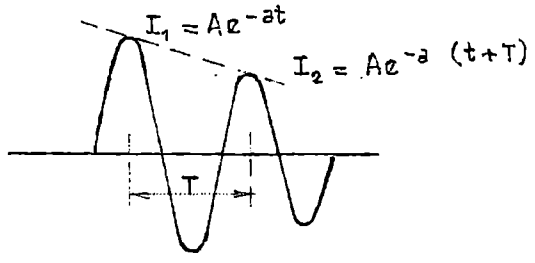


Fig. 47

Faisons le rapport des deux maxima:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{e^{-at}}{e^{-a(t+T)}} = \frac{1}{e^{-aT}}$$

$$\frac{I_1}{I_2} = e^{aT}$$

Ce que l'on peut écrire:

$$\log_e \frac{I_1}{I_2} = aT$$

$aT = \delta$ est appelé décrement logarithmique du circuit.

Il caractérise la décroissance des oscillations et permet en particulier de calculer l'amplitude après un nombre de périodes n.

$$\frac{i_0}{i_n} = e^{anT}$$

$$i_n = \frac{i_0}{e^{\delta n}}$$

Une interprétation physique du décrément logarithmique

consiste à comparer les énergies dépensées et emmagasinées. L'énergie dépensée pendant une demi-période est:

$$\frac{1}{2} R I^2 \frac{T}{2}$$

L'énergie totale emmagasinée est:

$$\frac{1}{2} L I^2$$

en faisant le rapport on obtient:

$$\frac{R}{2L} T = \delta$$

Ainsi le décrément d'un circuit est le rapport de l'énergie qu'il dissipe en une demi-période à l'énergie totale qu'il contient à cet instant.

On utilisera également le <u>décrément simple</u>

$$d = \frac{\delta}{\pi}$$

On a ainsi:

$$\delta = aT = \frac{R}{2L} \frac{2\pi}{\omega_0} = \frac{R}{L\omega_0} \pi$$

et $$d = \frac{R}{L\omega_0}$$

Nous verrons que c'est l'inverse du coefficient de surtension.

Le décrément simple varie habituellement de 1/50 pour un circuit ordinaire à 1/400 pour un circuit très soigné.

2,22 <u>Constante de temps</u>

Reprenons l'équation de la courbe enveloppe $I = Ae^{-at}$

et posons $a = \frac{1}{\theta}$ Nous avons $I = \frac{A}{e^{t/\theta}}$

à l'origine pour t = 0	$I_0 = A$
au bout d'un temps θ	$I_1 = \frac{A}{e}$
au bout d'un temps 2θ	$I_2 = \frac{A}{e^2}$
au bout d'un temps 3θ	$I_3 = \frac{A}{e^3}$

θ est appelé <u>constante de temps du circuit</u>: c'est l'intervalle de temps après lequel l'amplitude a été divisée par e.

En pratique, les oscillations deviennent négligeables au bout de 3 ou 4 θ.

La valeur de la constante de temps est aussi

$$\theta = \frac{1}{a} = \frac{2L}{R}$$

d'autre part on a $\delta = aT$

donc: $$\theta = \frac{T}{\delta} = \frac{1}{\delta f}$$

Or δ est un coefficient caractérisant la qualité du circuit. A qualité égale δ est constant et ainsi la constante de temps est inversement proportionnelle à la fréquence. En moyenne, la constante de temps est habituellement:

à 500 KHz $20\ \mu s < \theta < 200\ \mu s$

à 1 MHz $10\ \mu s < \theta < 100\ \mu s$

à 2 MHz $5\ \mu s < \theta < 50\ \mu s$

Nous montrerons ultérieurement l'influence de la variation de θ avec la fréquence.

2,3 CIRCUIT RESONNANT SERIE

Appliquons une f.é.m. $e = E \sin \Omega t$ à un circuit série L R C. Il circule un courant de valeur i à un instant donné.

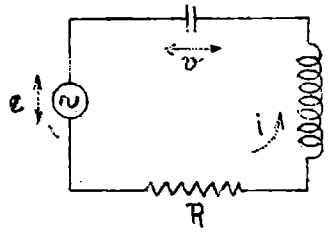


Fig. 48

Appliquons la loi de Kirchoff

$$L\frac{di}{dt} + Ri + v = E \sin \Omega t \qquad (1)$$

mais $$\frac{dv}{dt} = \frac{i}{C}$$

En dérivant (1) on obtient:

$$L\frac{d^2 i}{dt^2} + R\frac{di}{dt} + \frac{i}{C} = E\Omega \cos \Omega t \qquad (2)$$

La résolution de l'équation différentielle (2) donne lorsque l'amortissement est faible, l'équation du courant, suivante:

$$i = I e^{-at} \cos(\omega t + \psi) + I \sin(\Omega t + \varphi)$$

avec: $$\omega = \sqrt{\Omega_0^2 - a^2}$$

Ω_0 étant la pulsation du circuit
a le coefficient d'amortissement.

Le premier terme est un régime transitoire d'oscillations libres amorties qui intervient en régime d'impulsions (voir 2,51) le deuxième le régime permanent sinusoïdal ayant la pulsation de la f.é.m. appliquée.

2,31 Impédance

Etudions le circuit en régime permanent, c'est-à-dire quelques instants après la mise sous tension.

En prenant le courant permanent comme origine des phases, on peut tracer le diagramme ci-contre (fig. 49):

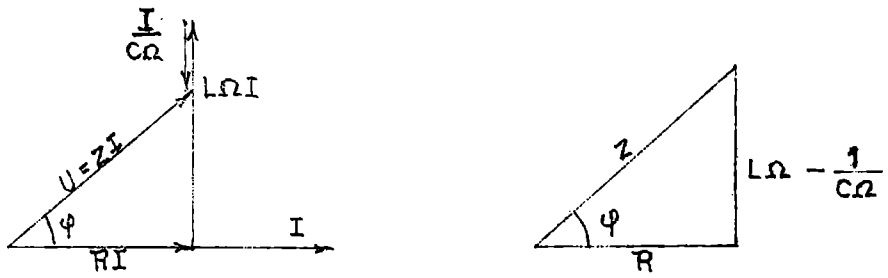


Fig. 49

La chute de tension totale U = Z I est égale à la somme des chutes de tension aux bornes de la résistance, de la self et de la capacité.

En divisant les trois côtés du triangle ainsi formé, on obtient le triangle d'impédance qui permet de trouver:

$$Z = \sqrt{R^2 + \left(L\Omega - \frac{1}{C\Omega}\right)^2}$$

et le déphasage entre U et L par:

$$tg\ \varphi = \frac{L\Omega - \frac{1}{C\Omega}}{R}$$

Lorsque la fréquence est telle que: $L\Omega_0 = \frac{1}{C\Omega_0}$

les termes réactifs se neutralisent et l'impédance passe par un minimum égal à R. En même temps, le déphasage s'annule. On dit qu'il y a résonance et le courant passe par un maximum:

$$I\ max = \frac{E}{R}$$

La figure 50 montre les variations du module de l'impédance ainsi que le déphasage en fonction de la fréquence.

A la résonance le déphasage est nul.

Aux fréquences inférieures le terme $-\frac{1}{C\Omega}$ l'emporte sur le terme $L\Omega$ et le déphasage est négatif.

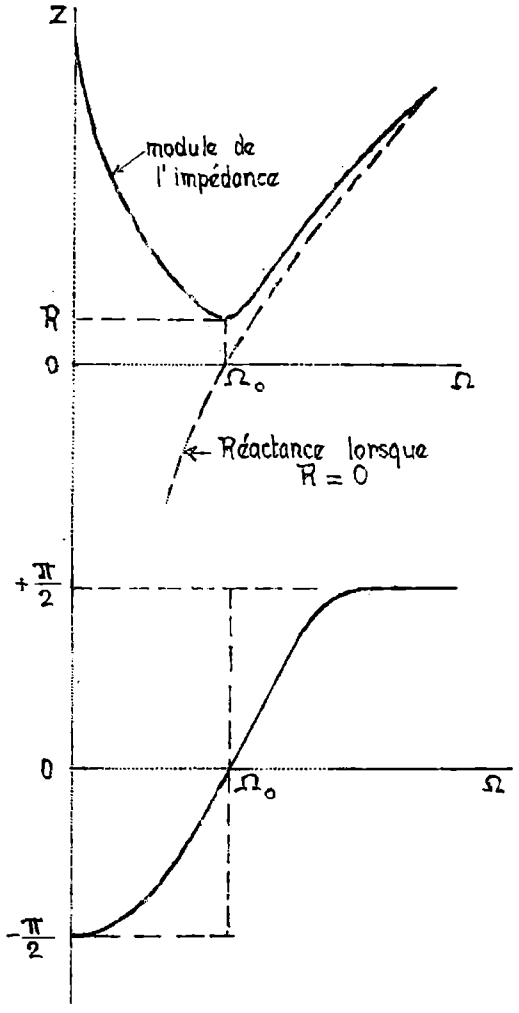


Fig. 50

Au-dessus de la résonance le déphasage devient positif, les limites étant $\pm \frac{\pi}{2}$

Dans le cas théorique d'un circuit à résistance nulle, la réactance est négative jusqu'à la résonance avec: $\varphi = -\frac{\pi}{2}$

puis devient positive au-dessus de Ω_0 le déphasage passant brusquement de: $-\frac{\pi}{2}$ à $+\frac{\pi}{2}$

La condition de résonance nous permet de calculer la pulsation d'accord

du ciruit :

$$L\Omega_0 = \frac{1}{C\Omega_0}$$
$$LC\Omega_0^2 = 1$$
$$\Omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$$

d'où l'on tire la formule de Thomson $\boxed{T_0 = 2\pi\sqrt{LC}}$

On obtient T. en seconde avec L en henry et C en farad.

2,32 Surtension

Les chutes de tension qui apparaissent aux bornes des éléments C L R sont respectivement:

$$U_C = \frac{I_{max}}{C\Omega_0}$$
$$U_L = L\Omega_0 I_{max}$$
$$U_R = RI_{max}$$

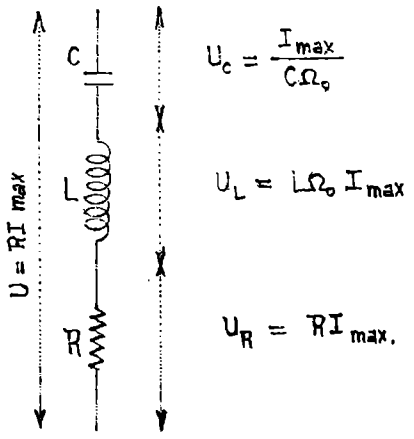


Fig. 51

La tension aux bornes de l'ensemble est: $U = U_C + U_L + U_R$

mais les tensions U_C et U_L sont égales et en opposition de phase, ainsi la tension totale est: $U = U_R$.

Or si la résistance est faible, la tension totale est nettement plus faible que les tensions partielles aux bornes de la self et de la capacité: il y a un phénomène de surtension.

On définit à cet effet le coefficient de surtension:

$$Q = \frac{U_L}{U} = \frac{U_C}{U}$$

soit:

$$\boxed{Q = \frac{L\Omega_0}{R} = \frac{1}{RC\Omega_0}}$$

Les coefficients de surtension qui varient habituellement de 50 à 400 peuvent atteindre des valeurs beaucoup plus élevées dans des cas spéciaux, comme par exemple les cavités résonantes.

En régime forcé, on peut utiliser également les coefficients d'amortissement définis en régime libre, à savoir:

$$\delta = aT = \frac{R}{L\omega}\pi$$

$$d = \frac{R}{L\omega}$$

$$\theta = \frac{2L}{R}$$

sachant que $\omega \# \Omega_0$ dans un circuit peu amorti on trouve une relation entre les coefficients δ, d et Q.

En effet on a: $\delta = \frac{\pi}{Q}$

et $d = \frac{1}{Q}$

ce qui permet de déterminer les décréments à l'aide d'une mesure au "Q mètre"

2,33 Sélectivité

Supposons un circuit résonnant seul alimenté sous une f.é.m. constante E. Le courant qui le traverse $I = \frac{E}{Z}$ varie d'une façon inversement proportionnelle à l'impédance.

Le courant passe par un maximum à la résonance.

Soit: $I_0 = \frac{E}{R}$

Pour un décalage $\Delta\Omega$ par rapport à la résonance le courant diminue et devient:

$$I_1 = \frac{E}{\sqrt{R^2 + (L\Omega - \frac{1}{C\Omega})^2}}$$

avec par exemple $\Omega = \Omega_0 + \Delta\Omega$

Pour évaluer l'affaiblissement produit on utilise le facteur de Sélectivité:

$$S = \frac{I_0}{I_1}$$

soit:

$$S = \frac{\sqrt{R^2 + (L\Omega - \frac{1}{C\Omega})^2}}{R}$$

$$S = \sqrt{I + \frac{1}{R^2}\left(L\Omega - \frac{1}{C\Omega}\right)^2}$$

La réactance peut se transformer de la façon suivante:

$$X = L\Omega - \frac{1}{C\Omega} = L\left(\Omega - \frac{1}{LC\Omega}\right)$$

mais $\frac{1}{LC} = \Omega_0^2$ donc:

$$X = L\left(\Omega - \frac{\Omega_0^2}{\Omega}\right) = L\left(\frac{\Omega^2 - \Omega_0^2}{\Omega}\right)$$

en développant la différence des carrés

$$X = \frac{L(\Omega - \Omega_0)(\Omega + \Omega_0)}{\Omega}$$

mais $\Omega - \Omega_0 = \Delta\Omega$

et $\Omega + \Omega_0 \# 2\Omega$ $\Omega \# \Omega_0$

donc en définitive:

$$X = 2L\Delta\Omega$$

Le facteur de sélectivité peut alors s'écrire:

$$S = \sqrt{1 + \frac{4L^2\Delta\Omega^2}{R^2}}$$

Introduisons le coefficient de surtension

$$Q = \frac{L\Omega_0}{R} \quad \text{soit} \quad \frac{L}{R} = \frac{Q}{\Omega_0}$$

On obtient ainsi:

$$S = \sqrt{1 + 4Q^2\left(\frac{\Delta\Omega}{\Omega_0}\right)^2}$$

$$\boxed{S = \sqrt{1 + 4Q^2\left(\frac{\Delta f}{f_0}\right)^2}}$$

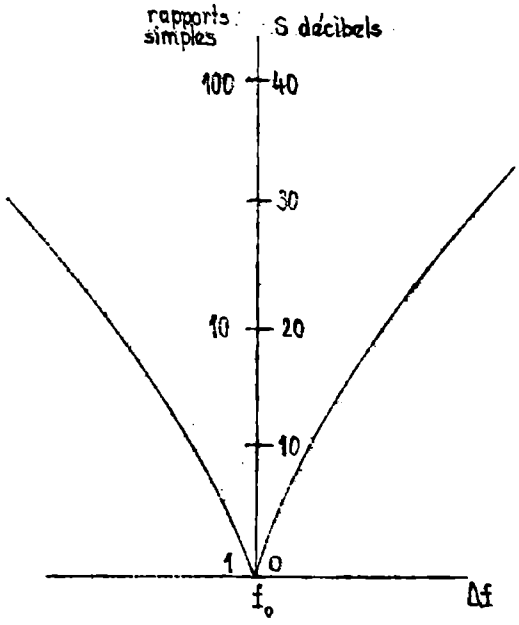


Fig. 52

On exprime habituellement le facteur de sélectivité en décibels:

$$S = 20 \log_{10} \frac{I_0}{I} \quad \text{décibels}$$

La figure 52 représente la courbe de sélectivité d'un circuit résonant.

Remarque -

La notion de sélectivité permet de déterminer la bande passante d'un circuit résonant.

On peut admettre qu'un affaiblissement de 3 db (rapport $\sqrt{2}$) n'est pas sensible, un affaiblissement de 6 db (rapport 2)est peu sensible, un affaiblissement de 10 db (rapport 3)est appréciable, un affaiblissement de 20 db (rapport 10)est très important.

La bande passante est donc celle donnant un facteur de sélectivité inférieur à 6 db.

Prenons par exemple 3 db. On a:

Il faut que: $S = \sqrt{2} = \sqrt{1 + 4Q^2 \left(\frac{\Delta f}{f_0}\right)^2}$

donc $1 = 4Q^2 \left(\frac{\Delta f}{f_0}\right)^2$

d'où l'on tire $Q = \frac{f_0}{2\Delta f}$ $2\Delta f$ étant la bande passante du circuit. Ainsi la surtension doit être telle que:

$$Q = \frac{\text{fréquence porteuse}}{\text{bande passante}}$$

2,4 CIRCUIT RESONNANT PARALLELE.

Si l'on branche l'inductance en parallèle avec la capacité et que l'on applique aux bornes de l'ensemble une f.é.m. sinusoïdale on obtient un effet inverse de la résonance série; l'impédance passe par une valeur maximum à une fréquence déterminée d'où le nom d'antirésonance donné quelquefois à ce phénomène.

Pour la même raison, le circuit est appelé "Circuit bouchon".

2,41 Impédance

Nous allons étudier tout d'abord les caractéristiques intrinsèques d'un tel circuit et ensuite considérer le cas pratique de branchement dans un circuit comportant une f.é.m. et une résistance, soit le circuit de la figure 53, formé d'une inductance L, d'une capacité C et d'une résistance R en parallèle.

Le courant total est égal à la somme géométrique des trois courants dérivés.

$$\overline{I} = \overline{I}_L + \overline{I}_R + \overline{I}_C$$

En prenant la tension comme origine des phases nous pouvons tracer le diagramme suivant (fig.54)

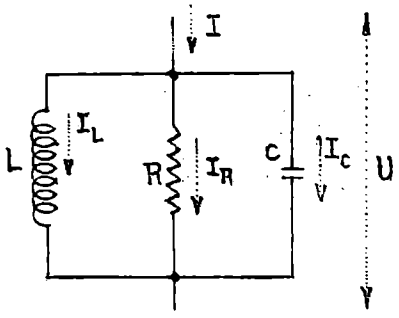


Fig. 53

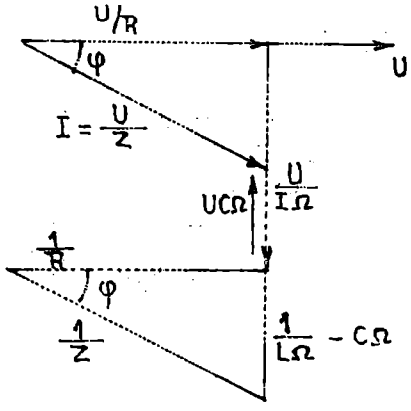


Fig. 54

En divisant les trois côtés du triangle ainsi formé par U on obtient un triangle semblable qui permet de calculer l'impédance:

$$\boxed{Z = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{1}{R}\right)^2 + \left(\frac{1}{L\Omega} - C\Omega\right)^2}}}$$

et le déphasage par:

$$\boxed{tg\ \varphi = R\left(\frac{1}{L\Omega} - C\Omega\right)}$$

à la résonance on a:

$$Z = R$$

et le déphasage s'annule.

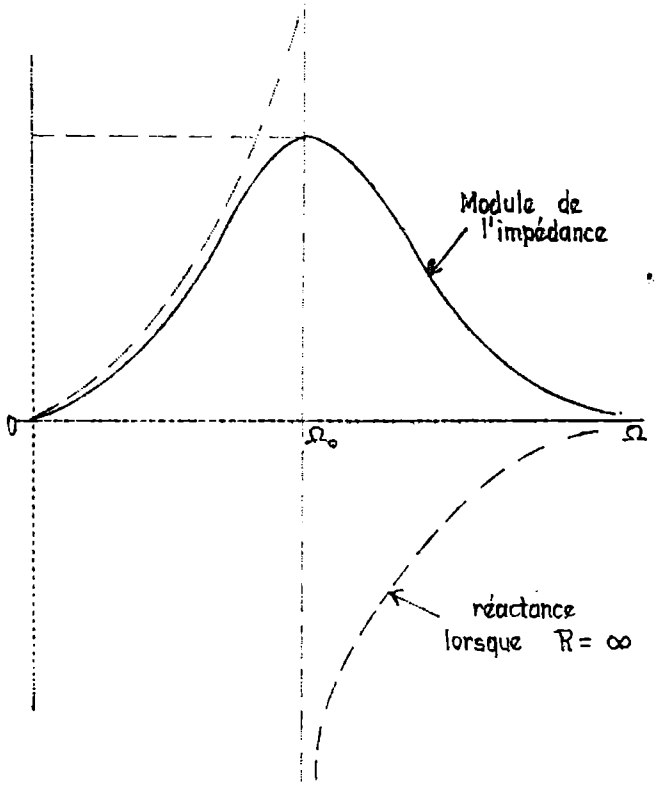


Fig. 55

La figure 55 représente en trait plein la courbe du module de l'impédance et du déphasage en fonction de la fréquence. Aux fréquences très basses $tg\ \varphi = \infty$

donc $\varphi = + \frac{\pi}{2}$

aux fréquences élevées

$$tg\ \varphi = -\infty$$

don $\varphi = - \frac{\pi}{2}$

Le circuit bouchon est donc inductif en-dessous de la résonance et capacitif au-dessus.

Lorsque le circuit est parfait, c'est-à-dire lorsque $R = \infty$ la réactance passe par l'infini à la résonance. La tg φ est toujours égale à l'infini mais passe brusquement de: $+\infty$ à $-\infty$ à la résonance.

Considérons maintenant le cas d'un circuit bouchon réel. Une bobine pratique présente une inductance L et une résistance R'. Un condensateur peut être assimilé à une capacité C et une résistance série R''.

Le circuit peut être représenté comme l'indique la fig.56.

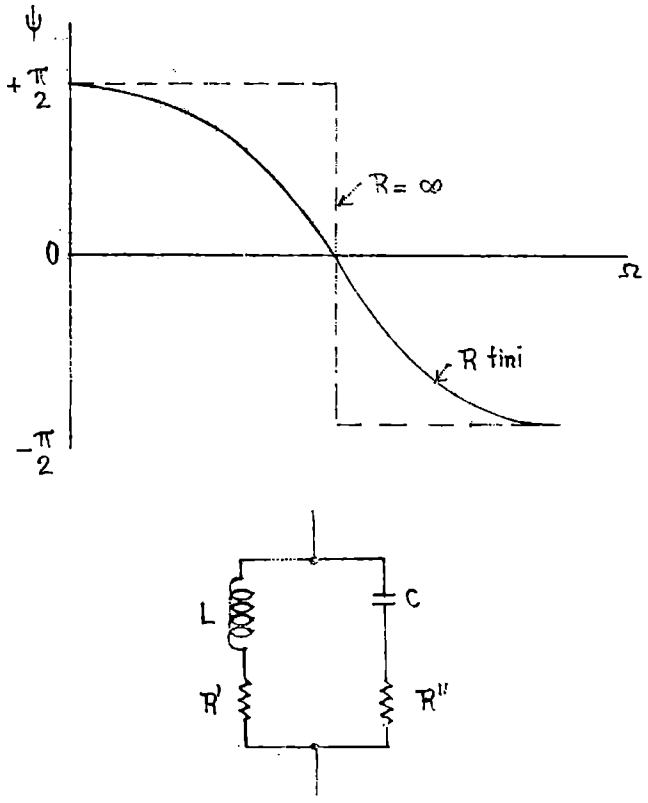


Fig. 56

Calculons la valeur de la résistance équivalente à la résonance.

En appelant $\overline{Z_1}$ l'impédance imaginaire de la branche inductive

$$\overline{Z_1} = R' + jL\Omega_0$$

et $\overline{Z_2}$ l'impédance imaginaire de la branche capacitive:

$$Z_2 = R'' - \frac{j}{C\Omega_0}$$

On a l'impédance équivalente

$$\overline{Z} = \frac{\overline{Z_1}\,\overline{Z_2}}{\overline{Z_1}+\overline{Z_2}}$$

soit

$$Z = \frac{(R' + jL\Omega_0)\left(R'' - \frac{j}{C\Omega_0}\right)}{(R' + R'') + j\left(L\Omega_0 - \frac{1}{C\Omega_0}\right)}$$

Mais $L\Omega_0 = \frac{1}{C\Omega_0}$ et d'autre part on peut négliger R' et R'' devant $L\Omega_0$ et $\frac{1}{C}\Omega_0$ en haute fréquence.

On obtient donc l'expression simplifiée:

$$Z = \frac{(jL\Omega_0)\left(\frac{-j}{C\Omega_0}\right)}{R' + R''}$$

soit $$Z = \frac{L}{C\,(R' + R'')}$$

que l'on écrit généralement en posant R = R' + R''

$$\boxed{Z = \frac{L}{CR}}$$

Mais d'après $L\Omega_0 = \frac{1}{C\Omega_0}$

$$\frac{1}{C} = L\Omega_0^2 \quad \text{ou} \quad \frac{1}{L} = C\Omega_0^2$$

et on a également

$$Z = \frac{L^2\Omega_0^2}{R} = \frac{1}{C^2\Omega_0^2 R} = Q^2 R = QL\Omega_0 = \frac{Q}{C\Omega_0}$$

Le circuit à la résonance est alors équivalent à un circuit bouchon parfait L C shunté par une résistance de valeur:

$$\mathcal{R} = \frac{L^2\Omega_0^2}{R} = \frac{L}{CR} \qquad \text{(fig.57)}$$

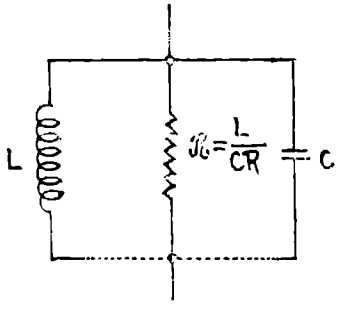


Fig. 57

et l'on se retrouve dans le cas de la figure 53, l'impédance étant donnée par:

$$Z = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\mathcal{R}^2} + \left(\frac{1}{L\Omega} - C\Omega\right)^2}}$$

Remarque - L'impédance à la résonance est d'autant plus grande que le rapport $\frac{L}{C}$ est élevé, toutes choses égales par ailleurs.

2,41 **Surintensité**

A la résonance les courants I_L et I_C sont égaux et inverses (fig. 58). Le courant total absorbé par le circuit est égal à I_R.

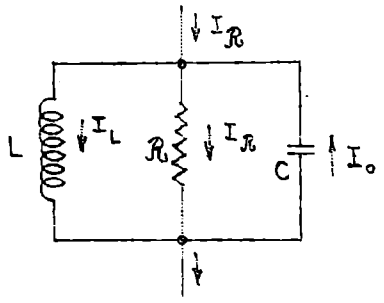


Fig. 58

On définirait par les mêmes relations qu'en résonance série un coefficient de surintensité:

$$Q = \frac{I_L}{I_R} = \frac{R}{L\omega_0} = \frac{L\omega_0}{R} = \frac{1}{RC\omega_0}$$

Il semble qu'il y ait, sous l'excitation du courant absorbé I_R, un courant dans le circuit fermé LC:

$$I_L = I_C = Q I_R$$

d'une valeur pouvant être beaucoup plus élevée.

2,42 **Sélectivité**

Intercalons maintenant un circuit bouchon LR' dans un circuit comportant une résistance R , soumis à une f.é.m. sinusoïdale E de fréquence réglable (Fig. 59).

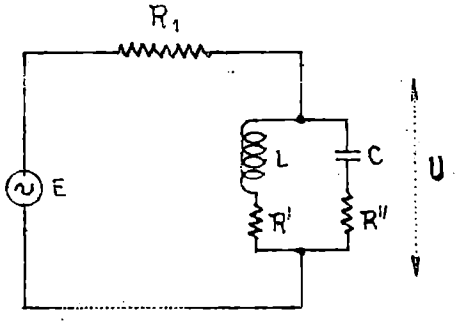


Fig. 59

Proposons-nous d'étudier les variations de la tension aux bornes du circuit en fonction de la fréquence, en calculant le facteur de sélectivité:

$$S = \frac{U_0}{U}$$

U_0 étant la tension obtenue à la résonance et U la tension pour une pulsation Ω décalée de $\Delta\Omega$ de la pulsation de résonance.

Nous allons supposer que R_1 est très élevé par rapport à l'impédance maximum du circuit, c'est-à-dire que nous considérons le cas pratique d'un circuit de qualité normale placé dans le circuit plaque d'une lampe tétrode ou pentode.

Nous savons en effet que pour ces lampes la résistance interne peut dépasser le mégohm, valeur élevée devant l'impédance équivalente à la résonance:

$$\mathcal{R} = \frac{L}{CR}$$

L'établissement de la f.é.m. déclanche dans le circuit bouchon une oscillation libre amortie en superposition avec le courant permanent. Ce dernier a pour valeur $I = \frac{E}{R_1}$ car on peut négliger l'impédance du circuit devant R_1.

Le courant est ainsi invariable quelle que soit la fréquence et le rapport des tensions obtenues aux bornes du circuit est égal au rapport des modules des impédances correspondantes.

$$S = \frac{U_0}{U_1} = \frac{Z_0}{Z_1}$$

Nous avons

$$Z_0 = \mathcal{R}$$

$$Z_1 = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\mathcal{R}^2} + \left(\frac{1}{L\Omega} - C\Omega\right)^2}}$$

Donc le facteur de sélectivité devient:

$$S = \mathcal{R}\sqrt{\frac{1}{\mathcal{R}^2} + \left(\frac{1}{L\Omega} - C\Omega\right)^2}$$

soit

$$S = \sqrt{1 + \mathcal{R}^2\left(\frac{1}{L\Omega} - C\Omega\right)^2}$$

Le terme entre parenthèses peut s'écrire:

$$A = \frac{1}{L\Omega} - C\Omega = \frac{1}{L}\left(\frac{1}{\Omega} - LC\Omega\right)$$

mais $LC = \frac{1}{\Omega_0^2}$ donc

$$A = \frac{1}{L}\left(\frac{1}{\Omega} - \frac{\Omega}{\Omega_0^2}\right) = \frac{1}{L}\left(\frac{\Omega_0^2 - \Omega^2}{\Omega\,\Omega_0^2}\right)$$

$$A = \frac{1}{L}\left(\frac{(\Omega - \Omega_0)(\Omega + \Omega_0)}{\Omega\,\Omega_0^2}\right)$$

mais $\Omega - \Omega_0$ est le décalage $\Delta\Omega$ et $\Omega + \Omega_0 \# 2\Omega$

donc $$A = \frac{2\Delta\Omega}{L\Omega_0^2}$$

Le facteur de sélectivité devient:

$$S = \sqrt{1 + \mathcal{R}^2 \left(\frac{2\Delta\Omega}{L\Omega_0^2}\right)^2}$$

mais $\mathcal{R} = \frac{L^2\Omega_0^2}{R}$ ce qui donne en définitive:

$$S = \sqrt{1 + \frac{4L^2\Delta\Omega^2}{R^2}}$$

Soit en introduisant le coefficient de surtension:

$$\boxed{S = \sqrt{1 + 4Q^2\left(\frac{\Delta f}{f_0}\right)^2}}$$

C'est la même formule que celle démontrée pour le circuit résonant série.

On voit ainsi que des éléments L et C donneront la même sélectivité, qu'ils soient branchés en série ou qu'ils soient branchés en parallèle dans les conditions ci-dessus.

2,5 CIRCUITS RESONNANTS EN REGIME D'IMPULSION

Appliquons à un circuit résonnant une impulsion de pulsation Ω pendant un intervalle de temps Δt .

L'équation générale du courant, dans un circuit série par exemple est:

$$i = Ie^{-at}\cos(\omega t + \psi) + I\sin(\Omega t + \varphi)$$

Supposons tout d'abord le circuit à l'accord.

A l'établissement de l'impulsion le signal appliqué et le terme transitoire sont de même fréquence.

On démontre qu'ils sont en opposition de phase. Le courant devient:

$$i = I(1 - e^{-at})\sin\Omega t$$

A la fin de l'impulsion un terme transitoire, exponentiel décroissant, subsiste seul. Le courant est:

$$i = Ie^{-at}\sin\Omega t$$

On constate d'après la figure 60, que l'impulsion est déformée, le retard à la mise en oscillation étant compensé par un retard de l'arrêt.

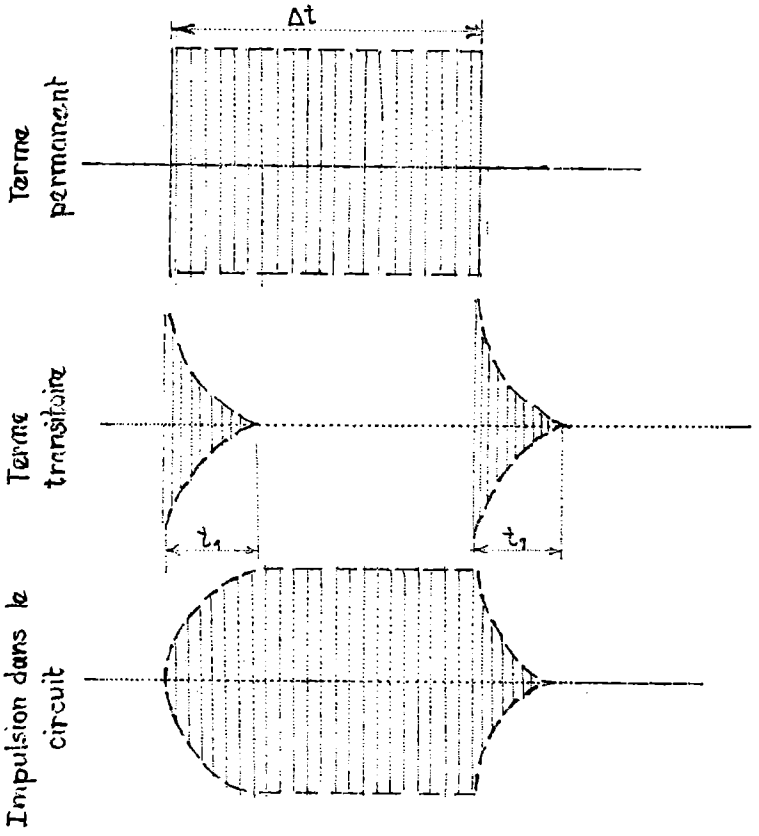


Fig. 60

La durée t_1 de chaque régime transitoire est environ 4 fois la constante de temps du circuit.

$$t_1 \approx \frac{8L}{R}$$

soit en introduisant le coefficient de surtension:

$$t_1 \approx \frac{8Q}{\Omega} = \frac{4Q}{\pi f}$$

ainsi le signal est d'autant moins déformé que Q est faible et la fréquence élevée.

Lorsque le circuit n'est pas à l'accord, la fréquence du terme transitoire, qui dépend des caractéristiques du circuit, est différent de la fréquence du signal. A l'établissement les 2 oscillations donnent lieu à un battement à la différence de leurs fréquences.

La fin de l'impulsion comporte une oscillation à la fréquence du signal suivie d'un régime transitoire à la fréquence propre au circuit (fig. 61).

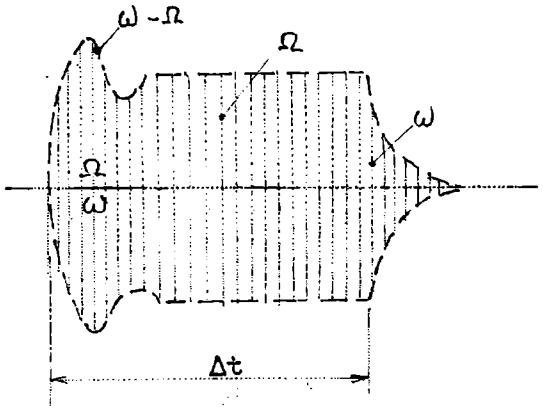


Fig. 61

2,6 CIRCUITS " RINGING"

Quand le courant traversant un circuit accordé varie subitement, il se produit des oscillations dues au choc et appelées "Ring". Pour étudier ce phénomène réalisons le schéma donné par la figure 62:

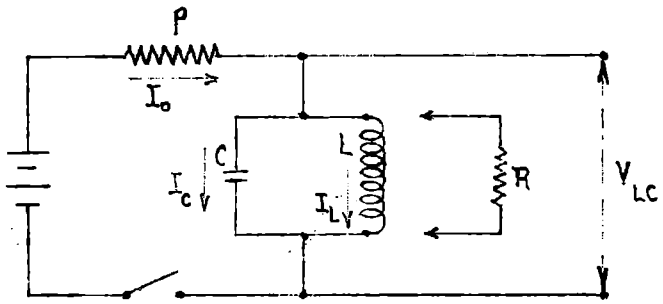


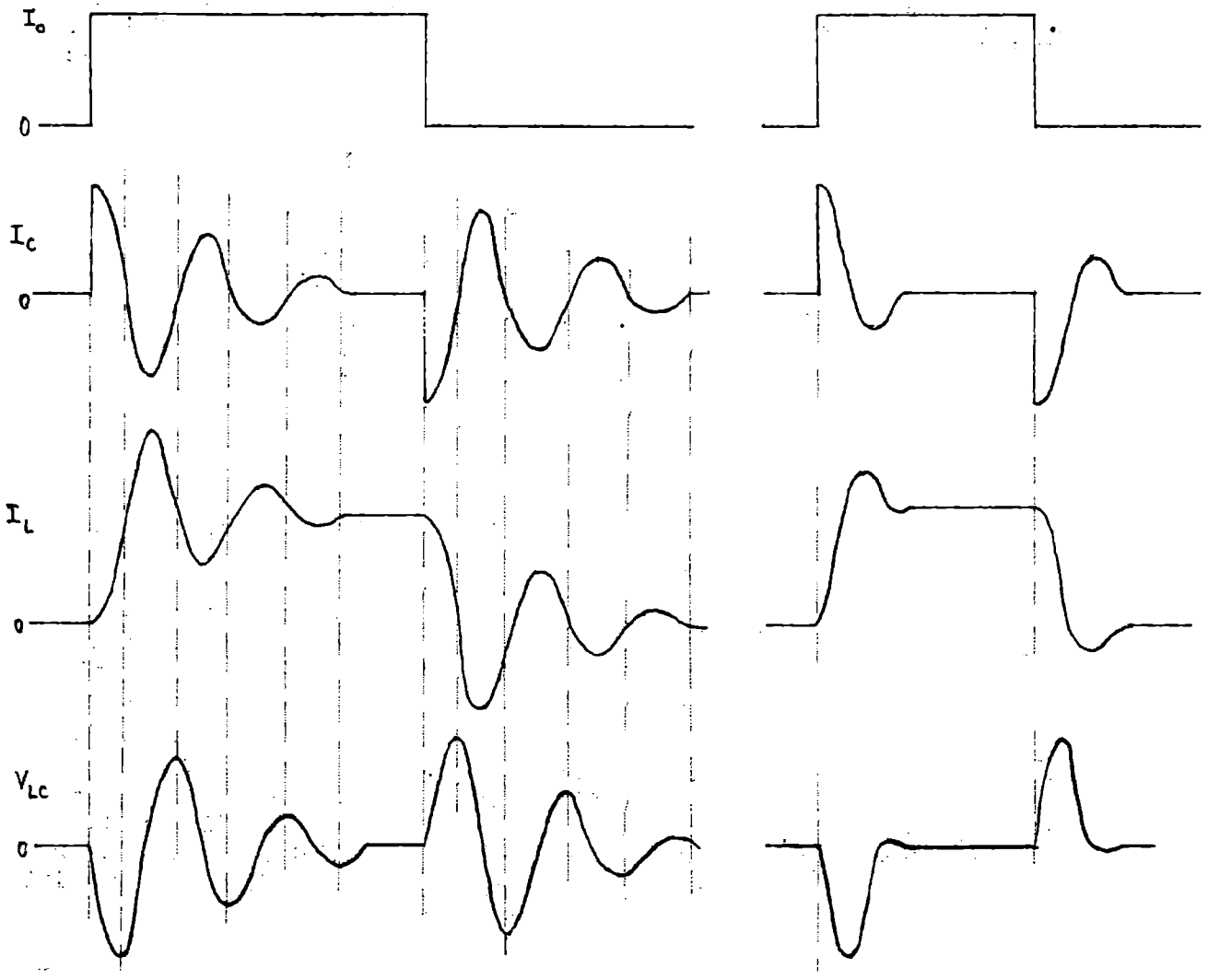
Fig. 62

Le circuit étant primitivement à l'état de repos, fermons brusquement l'interrupteur.

La source branchée sur le circuit LC par une résistance ρ de très grande valeur débite un courant sensiblement constant $I_o = \frac{E}{\rho}$

Dès la fermeture de l'interrupteur le courant I_o traverse la capacité car l'inductance s'oppose à son passage. Ensuite l'intensité croît dans L pendant qu'elle décroît dans C. La tension aux bornes du circuit croît et charge la capacité. Lorsque $I_c = 0$, $I_L = \frac{E}{\rho}$ et la tension V_{LC} est maxima. La capacité se décharge alors dans l'inductance et fait croître I_L jusqu'à une valeur un peu inférieure à 2 I_o. Un régime d'oscillations amorties se produit, I_L et I_c étant en opposition de phase, V_{CL} et I_L ou I_c étant en quadrature avant ou arrière.

A l'ouverture de l'interrupteur un phénomène analogue se reproduit (Fig. 63 a). La durée du régime oscillatoire dépend de l'amortissement du circuit oscillant. En introduisant une résistance en parallèle sur le circuit, on peut augmenter l'amortissement de telle sorte que le régime transitoire ne comporte qu'une seule oscillation (Fig. 63 b). On obtient ainsi aux bornes du circuit oscillant des impulsions alternativement positives et négatives (pips).



a) Cas d'amortissement quelconque

Fig. 63

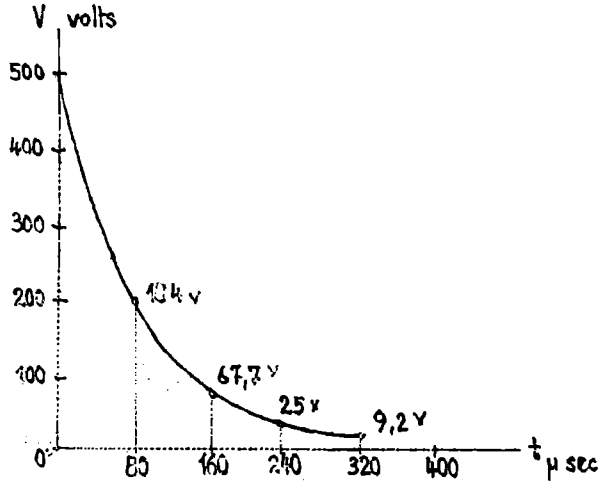
b) Cas d'amortissement critique

2,7 EXERCICES SUR LE CHAPITRE II

Exercice 1 - Un condensateur sans pertes de 500 pF chargé sous une d.d.p. de 500 volts est branché aux bornes d'une bobine d'inductance de 200 μH de résistance interne 5 Ω . La décharge étant oscillante, on demande:

- a) la courbe de décharge du condensateur,
- b) le nombre de périodes au bout duquel la tension est réduite au 1% de sa valeur initiale.
- c) Que faut-il faire pour rendre la décharge apériodique?

Solution



a) Pour tracer la courbe enveloppe il est commode d'utiliser la constante de temps :

$$\theta = \frac{2L}{R} = \frac{2 \times 200}{10^6\ 5} = 80 . 10^{-6} \text{ sec.}$$

fréquence $= \frac{1}{2\pi\sqrt{500 \times 200 \times 10^{-12}}} = 500\ 10^3$ Hz

b) L'affaiblissement de 100 correspond à 2 en $\log_{10}$ soit en nepers :

$2 \times 2,3 = 4,6$ nepers

décrément logarithmique $\delta = aT = \frac{R}{2Lf} = \frac{5.10^6}{2.200.500.10^3} = \frac{1}{40}$ néper

Le nombre de période est $\frac{4,6}{1/40} = 184$ périodes

c) La résistance nécessaire pour l'apériodicité critique est :

$$R = \sqrt{\frac{4L}{C}} = \sqrt{\frac{4 \times 200 . 10^{12}}{10^6\ 500}} = 1265\ \Omega$$

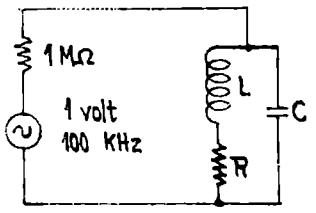
Il faut donc ajouter une résistance de :

$1265 - 5 = 1260\ \Omega$ en série.

Exercice 2 - Une source de f.é.m. 1 volt efficace et de fréquence 100 KHz alimente par une résistance de 1 MΩ un circuit bouchon formé d'une capacité sans pertes et d'une bobine d'inductance de 2,5 mH et de surtension Q = 50.

On demande :

a) la valeur de la capacité donnant la resonance,
b) le courant dans la bobine d'inductance
c) la bande passante à 3 db d'affaiblissement,
d) que faut-il faire pour que la bande passante à 6 db soit 2 x 5000 Hz.



Solution:

a) $$C = \frac{10^{12}}{4\pi^2 f^2 L} = \frac{10^{12}\ 10^3}{4\pi^2\ 10^{10}\ 2,5} = 1000 \text{ pF}$$

b) $$R = Q L \omega = \frac{50 \times 2,5 \times 2\pi\ 10^5}{10^3} = 78.500\ \Omega$$

intensité débitée par la source :

$$i = \frac{1}{106 + 78.500} = 0,93 . 10^{-6} \text{ ampère}$$

intensité dans la bobine d'inductance

$$I = Qi = 0,93 . 10^{-6} \times 50 = 46,5 . 10^{-6} \text{ ampère}$$

c) la bande passante à 3 db est :

$$\ell = \frac{f_o}{Q} = \frac{10^5}{50} = 2000 \text{ Hz}$$

d) $$S = 2 = \sqrt{1 + 4Q_2^2 \left(\frac{\Delta f}{f_o}\right)^2} = \sqrt{1 + 4Q_2^2 \left(\frac{5}{100}\right)^2}$$

d'où on tire la surtension que doit présenter le circuit:

$$Q_2 = \frac{100}{5}\sqrt{\frac{3}{4}} = 17,3$$

La résistance propre de la bobine d'inductance est:

$$R = \frac{L\omega}{Q} = \frac{2,5 \times 2\pi\ 10^5}{10^3\ 50} = 31,4\ \Omega$$

Or la résistance doit être pour la sélectivité demandée:

$$R_2 = R \times \frac{50}{17,3} = 90,5\ \Omega$$

On peut donc ajouter une résistance en série de

$$90,5 - 31.4 = 59,1\ \Omega$$

Pour le même résultat le circuit peut également être amorti par une résistance en parallèle.

La résistance équivalente du circuit bouchon est:

$$\mathcal{R} = Q L \omega = \frac{50 \times 2{,}5 \times 2\pi\ 10^5}{10^3} \doteq 78.500\ \Omega$$

La résistance équivalente doit devenir pour la sélectivité demandée:

$$\mathcal{R}_2 = \mathcal{R} \times \frac{17{,}3}{50} = 27.200\ \Omega$$

il faut donc en parallèle une résistance:

$$\frac{\mathcal{R}\,\mathcal{R}_2}{\mathcal{R}-\mathcal{R}_2} = \frac{78{,}5 \times 27{,}2}{78{,}5 - 27{,}2} = 41{,}6\ K\Omega$$

Exercice 3:

Une impulsion à 50 MHz est appliquée par une résistance ρ de très forte valeur à un circuit bouchon à la resonance. Celui-ci comporte une bobine d'inductance de 1 μH , de surtension Q = 100 et une capacité sans pertes. On désire que la durée d'établissement de l'impulsion n'excède pas 1/10 sec. que doit-on faire?

Solution.

La durée d'établissement est environ $t_1 = \frac{4Q}{\pi f} = \frac{1}{10}$ sec. ainsi la surtension du circuit doit être:

$$Q = \frac{\pi f}{10 \times 4} = \frac{\pi\ 50.10^6}{10 \times 4} = 3{,}92$$

La résistance équivalente du circuit doit être ainsi:

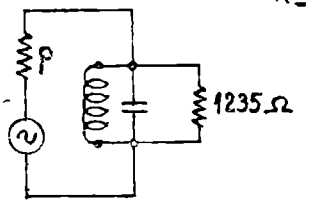
$$\mathcal{R} = Q L \omega = \frac{3.92.2\pi.50.10^6}{10^5} = 1235\ \Omega$$

Or la résistance équivalente du circuit est :

$R' = 100\ 10^{-6}\ 2\pi\ 50\ 10^6 = 31.400\ \Omega$

Il faut donc la shunter par

$$R = \frac{R'R}{R'-R} = 20.000\ \Omega$$



CHAPITRE III

CIRCUITS COUPLES

3,1 MODES DE COUPLAGE

Etudions les différents modes de couplage entre deux circuits oscillants.

3,11 Couplage par champ magnétique ou couplage Tesla.

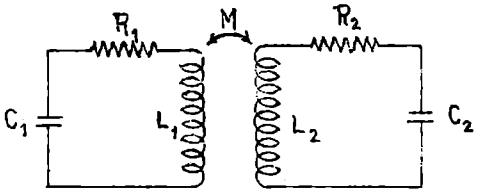


Fig. 64

Le couplage est obtenu par la mutuelle M existant entre les inductances L_1 et L_2 .

C'est le principe des transformateurs.

3,12 Couplage par capacité

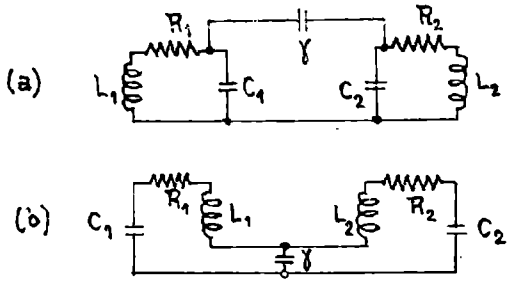


Fig. 65

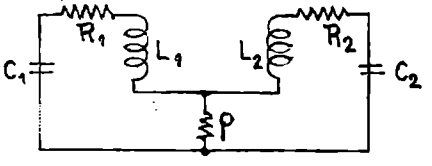


Fig. 66

Deux cas sont possibles, soit que la capacité de couplage C mette les deux circuits en dérivation (fig.65) (c'est un couplage en tension) ou qu'elle soit un élément commun des deux circuits (Fig.65 b) (c'est un couplage en intensité).

3,13 Couplage par résistance

La résistance ρ étant branchée en série dans les deux circuits assure le couplage en intensité (fig.66)

3,14 Couplage mixte

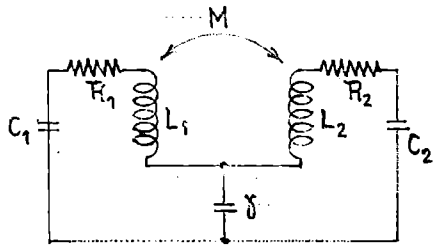


Fig. 67

Les modes de couplage précédents peuvent être combinés.

On utilise principalement le couplage par champ magnétique quelquefois complété par un couplage capacitif comme l'indique la fig.67.

Remarque - Les couplages par capacité et résistance sont souvent involontaires et donnent lieu à des effets parasites très gênants. Ils sont dûs souvent à un câblage mal étudié ou à de mauvaises soudures.

3,2 REGIMES TRANSITOIRES DANS DEUX CIRCUITS COUPLES

Dans le cas de couplage magnétique de deux circuits $L_1C_1R_1, L_2C_2R_2$ la mise en équation du régime libre, provoqué par un choc électrique dans l'un des circuits, est la suivante:

$$\begin{cases} L_1 \dfrac{di_1}{dt} + R_1 i_1 + V_1 + M \dfrac{di_2}{dt} = 0 \\ L_2 \dfrac{di_2}{dt} + R_2 i_2 + V_2 + M \dfrac{di_1}{dt} = 0 \end{cases}$$

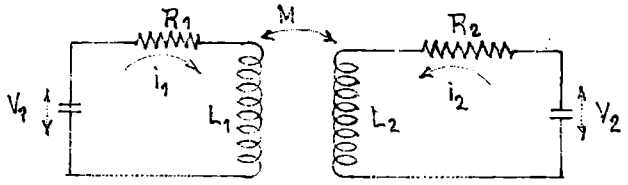


Fig. 68

Mais $\frac{dv_1}{dt} = \frac{i_1}{C_1}$ et $\frac{dv_2}{dt} = \frac{i_2}{C_2}$

Le système devient:

$$\begin{cases} L_1 \frac{d^2 i_1}{dt^2} + R_1 \frac{di_1}{dt} + M \frac{d^2 i_2}{dt^2} + \frac{i_1}{C_1} = 0 \\ L_2 \frac{d^2 i_2}{dt^2} + R_2 \frac{di_2}{dt} + M \frac{d^2 i_1}{dt^2} + \frac{i_2}{C_2} = 0 \end{cases}$$

On remarque ainsi l'intéraction des deux circuits:

Dans le cas particulier où les deux circuits ont la même période propre T_0 et un amortissement faible, on obtient dans chaque circuit deux courants de périodes:

$$T_1 = T_0 \sqrt{1 + K}$$
$$T_2 = T_0 \sqrt{1 - K}$$

avec K le coefficient de couplage défini par:

$$K = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}}$$

Ces deux courants interfèrent et donnent lieu à un battement de fréquence:

$$F = \frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1}$$

Ainsi la fréquence du battement dépend du couplage.

Les deux battements sont en quadrature comme le montrent les courbes de tensions primaire et secondaires de la fig.69.

Ce fonctionnement peut être matérialisé à l'aide de deux pendules fixés à un même fil (fig.70). L'un des pendules lancé donne lieu à des oscillations amorties, il entraîne progressivement le deuxième pendule par la torsion du fil, les oscillations de celui-ci augmentent jusqu'à ce que le premier pendule lui ait cédé toute son énergie puis elles s'amortissent en entraînant le premier pendule et ainsi de suite.

On peut vérifier ainsi la quadrature entre les deux battements.

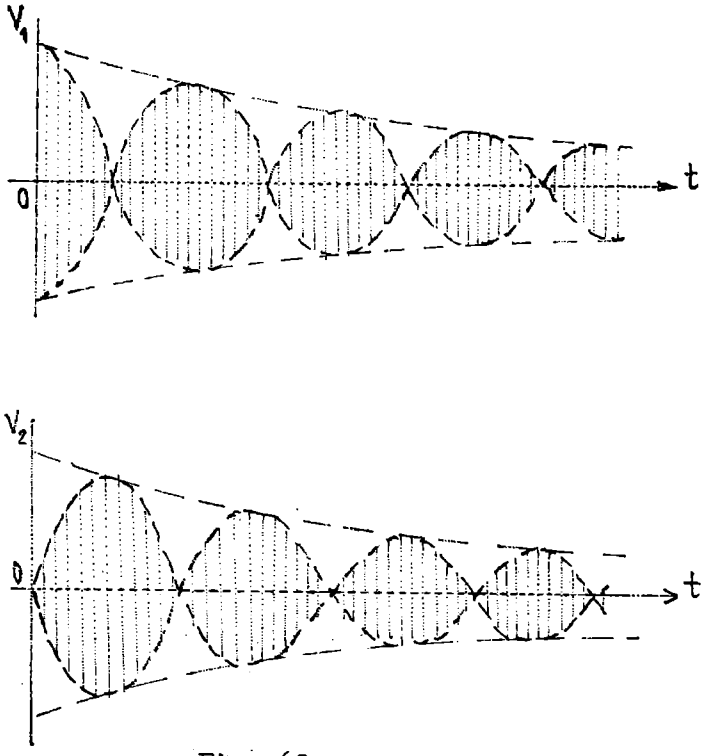


Fig. 69

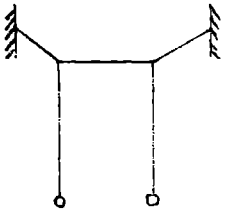


Fig. 70

3,3 CIRCUITS ACCORDES A COUPLAGE MAGNETIQUE

3,31 Equations générales

Considérons le circuit primaire L_1 R_1 C_1 soumis à une f.é.m.

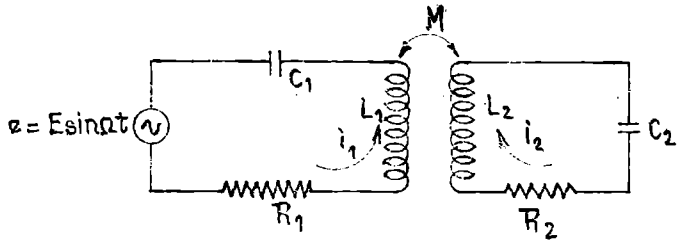


Fig. 71

$e = E \sin \Omega t$ couplé avec une mutuelle M à un circuit secondaire $L_2 R_2 C_2$ (fig. 71).

Aussitôt après l'établissement de la f.é.m. il se produit un régime transitoire qui disparaît assez rapidement. Il subsiste alors le régime permanent qui se manifeste par les courants i_1 et i_2 ayant la pulsation Ω .

Appelons X_1 et X_2 les réactances primaire et secondaire

$$X_1 = L_1 \Omega - \frac{1}{C_1 \Omega}$$

$$X_2 = L_2 \Omega - \frac{1}{C_2 \Omega}$$

Employons la notation imaginaire.

La loi de Kirchoff appliquée aux deux circuits nous permet d'écrire:

$$\begin{cases} (R_1 + jX_1)\, I_1 + j\, M\Omega\, I_2 = E & (1) \\ (R_2 + jX_2)\, I_2 + j\, M\Omega\, I_1 = 0 & (2) \end{cases}$$

3,32 Intensité primaire.

Portons I_2 tirée de l'équation (2) dans l'équation (1)

$$I_2 = -j \frac{M\Omega}{R_2 + jX_2} I_1$$

et

$$(R_1 + jX_1)\, I_1 + \frac{M^2 \Omega^2}{R_2 + jX_2} I_1 = E$$

mais

$$\frac{M^2 \Omega^2}{R_2 + jX_2} = \frac{M^2 \Omega^2 (R_2 - jX_2)}{R_2^2 + X_2^2} = \frac{M^2 \Omega^2}{R_2^2 + X_2^2} R_2 - j \frac{M^2 \Omega^2}{R_2^2 + X_2^2} X_2$$

l'équation (1) peut s'écrire :

$$\left[\left(R_1 + \frac{M^2\Omega^2}{R_2^2 + X_2^2} R_2\right) + j\left(X_1 - \frac{M^2\Omega^2}{R_2^2 + X_2^2} X_2\right)\right] I_1 = E$$

Ainsi le circuit secondaire a pour effet d'augmenter la résistance primaire de:

$$\frac{M^2\Omega^2}{R_2^2 + X_2^2} R_2$$

et de diminuer la réactance de:

$$\frac{M^2\Omega^2}{R_2^2 + X_2^2} X_2$$

Dans le cas de résonance des circuits, $X_1 = X_2 = 0$ et l'équation devient:

$$\left(R_1 + \frac{M^2\Omega_0^2}{R_2}\right) I_1 = E$$

d'où:

$$I_1 = \frac{E}{R_1 + \frac{M^2\Omega_0^2}{R_2}}$$

$\frac{M^2\Omega_0^2}{R_2}$ La résistance du primaire est ainsi augmentée de l'image de la résistance secondaire.

3,33 Intensité secondaire

Reprenons le système d'équations:

$$\begin{cases} (R_1 + jX_1) I_1 + jM\Omega I_2 = E & (1) \\ (R_2 + jX_2) I_2 + jM\Omega I_1 = 0 & (2) \end{cases}$$

Tirons I_1 de l'équation (2)

$$I_1 = -\frac{R_2 + jX_2}{jM\Omega} I_2$$

et reportons cette expression dans l'équation (2)

$$\frac{-(R_1 + jX_1)(R_2 + jX_2)}{jM\Omega} I_2 + jM\Omega I_2 = E$$

d'où l'on tire:

$$I_2 = -j \frac{EM\Omega}{M^2\Omega^2 + (R_1 + jX_1)(R_2 + jX_2)}$$

A la résonance des circuits $X_1 = X_2 = 0$ et

$$I_2 = -j \frac{EM\Omega_0}{M^2\Omega_0^2 + R_1 R_2}$$

ce que l'on peut écrire sous la forme:

$$I_2 = -j \frac{EM\Omega_0}{R_1 R_2 \left(1 + \frac{M^2\Omega_0^2}{R_1 R_2}\right)}$$

Posons: $\eta^2 = \frac{M^2\Omega_0^2}{R_1 R_2}$

ce qui donne: $M\Omega_0 = \eta\sqrt{R_1 R_2}$

et le courant secondaire de vient:

$$I_2 = -j \frac{E_h \sqrt{R_1 R_2}}{R_1 R_2 (1+n^2)} = -j \frac{E}{\sqrt{R_1 R_2}} \frac{n}{(1+n^2)}$$

$n = \frac{M\Omega_0}{\sqrt{R_1 R_2}}$ est appelé <u>indice de couplage</u>

et $Kt = \frac{n}{1+n^2}$ est le <u>coefficient de transmission</u>.

Si l'on trace la courbe de $KT = f(n)$ on constate que KT passe par un maximum égal à 1/2 lorsque $n = 1$ (fig.72)

La valeur de I_2 passe également par un maximum, on a alors réalisé le <u>couplage critique</u>.

$$I_2 \text{ critique} = \frac{E}{2\sqrt{R_1 R_2}}$$

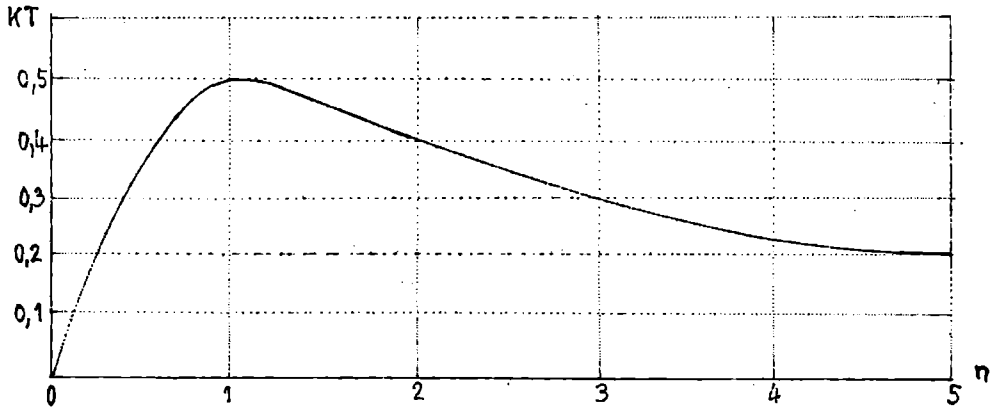


Fig. 72

Pour des indices de couplage différents de l'unité le courant diminue, on a:

$$I_2 = \frac{E}{\sqrt{R_1 R_2}} KT$$

Lorsque $n < 1$ on dit que le <u>couplage est lâche</u>
Lorsque $n > 1$ on dit que le <u>couplage est serré</u>

<u>Remarque</u> - En plus des coefficients qui viennent d'être définis, on utilise également le coefficient de couplage:

$$k = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}}$$

Dans le cas de mutuelle parfaite :

$M = \sqrt{L_1 L_2}$ et $k = 1$. Donc k est un coefficient pouvant varier entre 0 et 1, mais pratiquement, on ne peut réaliser de couplages pour lesquels $K > 0,6$.

3,34 Sélectivité et courbes de résonance.

Etudions maintenant les variations du courant secondaire en fonction de la fréquence aux environs de la résonance et pour différents couplages. Nous supposerons pour simplifier deux circuits identiques.

Reprenons l'expression générale du courant secondaire.

En faisant $R_1 = R_2 = R$
$X_1 = X_2 = X$

il vient:

$$I_2 = -j \frac{EM\Omega}{M^2\Omega^2 + (R + jX)^2}$$

Nous pouvons écrire:

$$I_2 = \frac{EM\Omega}{R^2} \times \frac{1}{\frac{M^2\Omega^2}{R^2} + \frac{R^2 - X^2 + 2jRX}{R^2}}$$

$\Delta\Omega$ étant petit, Ω_0 est très peu différent de Ω on peut remplacer $\frac{M\Omega}{R} \# \frac{M\Omega_0}{R}$ par l'indice n.

Il vient:

$$I_2 = \frac{En}{R} \times \frac{1}{n^2 + 1 - \frac{X^2}{R^2} + j\frac{2X}{R}}$$

Mais nous avons montré que la réactance pour un décalage $\Delta\Omega$ est:

$$X = 2L\Delta\Omega$$

Le courant secondaire devient ainsi:

$$I_2 = \frac{E}{R} \frac{n}{n^2 + 1 - \frac{4L^2\Delta\Omega^2}{R^2} + j\frac{4L\Delta\Omega}{R}}$$

mais $\frac{2L}{R} = \theta$ donc

$$I_2 = \frac{E}{R} \frac{n}{(n^2 + 1 - \theta^2\Delta\Omega^2) + j\,2\theta\Delta\Omega}$$

soit en module:

$$I_2 = \frac{E}{R} \frac{n}{\sqrt{(n^2 + 1 - \theta^2\Delta\Omega^2)^2 + 4\theta^2\Delta\Omega^2}}$$

Considérons maintenant les différents cas de couplage.

Cas d'un couplage lâche.

On a: $M\Omega_0 < R$

si le couplage est très lâche : $n \ll 1$

On peut négliger n^2 devant 1 et le courant secondaire devient :

$$I_2 = \frac{E}{R} \frac{n}{\sqrt{1 + \theta^4 \Delta\Omega^4 + 2\theta^2 \Delta\Omega^2}}$$

En développant :

$$I_2 = \frac{E}{R} \frac{n}{\sqrt{1 + \theta^4 \Delta\Omega^4 + 2\theta^2 \Delta\Omega^2}}$$

Soit en définitive :

$$I_2 = \frac{E}{R} \frac{n}{1 + \theta^2 \Delta\Omega^2}$$

Le courant à la résonance étant :

$$I_{rés.} = \frac{E}{R} KT = \frac{E}{R} \frac{n}{(n^2+1)} \# \frac{En}{R}$$

On peut calculer le facteur de sélectivité :

$$\boxed{S = \frac{I_{rés.}}{I_2} = 1 + \theta^2 \Delta\Omega^2 = 1 + 4Q^2 \left(\frac{\Delta\Omega}{\Omega_0}\right)^2}$$

C'est le carré de la sélectivité d'un circuit simple, soit deux fois la valeur exprimée en décibels. Dans le cas de circuits différents on aurait :

$$\boxed{S = \sqrt{1 + 4Q_1^2 \left(\frac{\Delta\Omega}{\Omega_0}\right)^2} \times \sqrt{1 + 4Q_2^2 \left(\frac{\Delta\Omega}{\Omega_0}\right)^2}}$$

Cas du couplage critique

L'indice du couplage $n = 1$ donc $M\Omega_0 = R$

L'expression du courant secondaire devient :

$$I_2 = \frac{E}{R} \times \frac{1}{\sqrt{(2 - \theta^2 \Delta\Omega^2)^2 + 4\theta^2 \Delta\Omega^2}}$$

soit en développant :

$$I_2 = \frac{E}{R} \times \frac{1}{\sqrt{4 + \theta^4 \Delta\Omega^4}}$$

le courant à la résonance étant :

$$I_{rés} = \frac{E}{2R}$$

Le facteur de sélectivité est :

$$S = \frac{I_{rés.}}{I_2} = \sqrt{1 + \frac{\theta^4 \Delta\Omega^4}{4}} = \sqrt{1 + 4Q^4 \left(\frac{\Delta\Omega}{\Omega_0}\right)^4}$$

Dans le cas de circuits différents on aurait :

$$\boxed{S = \sqrt{1 + 4Q_1^2 Q_2^2 \left(\frac{\Delta\Omega}{\Omega_0}\right)^4}}$$

La sélectivité est environ la moitié de celle obtenue avec un couplage lâche, c'est-à-dire qu'elle est inférieure de 6 db. Le couplage critique est cependant plus avantageux car il donne le courant secondaire maximum et un meilleur rendement.

Cas d'un couplage serré.

L'indice de couplage est alors $n > 1$

soit: $M\Omega_0 > R$

Etudions plus en détail l'expression du courant secondaire, dans ce cas particulier le courant secondaire peut s'écrire:

$$I_2 = \frac{E}{R} \frac{1}{\sqrt{\frac{(n^2+1-\theta^2\Delta\Omega^2)^2 + 4\theta^2\Delta\Omega^2}{n^2}}} = \frac{E}{R}\frac{1}{\sqrt{A}}$$

Posons $\alpha = \theta\Delta\Omega$

L'expression A devient:

$$A = \frac{(n^2-1-\alpha^2)^2 + 4\alpha^2}{n^2}$$

Après developpement et transformation on obtient:

$$A = 4 + \frac{(n^2-1-\alpha^2)^2}{n^2}$$

On constate que A passe par un minimum égal à 4 lorsque $n^2-1-\alpha^2=0$

c'est-à-dire avec:

$$\alpha = \pm\sqrt{n^2-1}$$

soit:

$$\theta\Delta\Omega = \pm\sqrt{n^2-1}$$

En résumé, le courant secondaire passe par deux maxima pour les décalages:

$$\Delta\Omega = \frac{\pm\sqrt{n^2-1}}{\theta}$$

L'écartement des deux maxima augmente ainsi avec le couplage.

Le courant maximum est:

$$I\ max = \frac{E}{2R}$$

c'est-à-dire le courant à la résonance pour le couplage critique

Le courant à la résonance:

$$I_{rés.} = \frac{E}{R} KT$$ donne un troisième point de la courbe.

Le point à la résonance peut être fixé par un facteur:

$$S' = \frac{I_{max.}}{I_{rés.}} = \frac{1}{2KT}$$

soit:

$$\boxed{S' = \frac{n^2+1}{2n}}$$

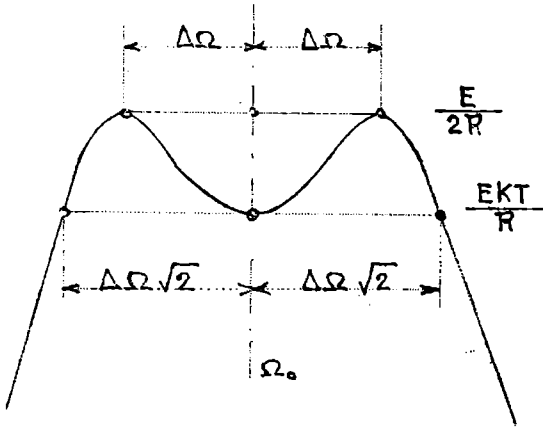


Fig. 73

L'intensité à la résonance est obtenue également pour des décalages $\pm \Delta\Omega\sqrt{2}$ ce qui fixe deux autres points (fig. 73).

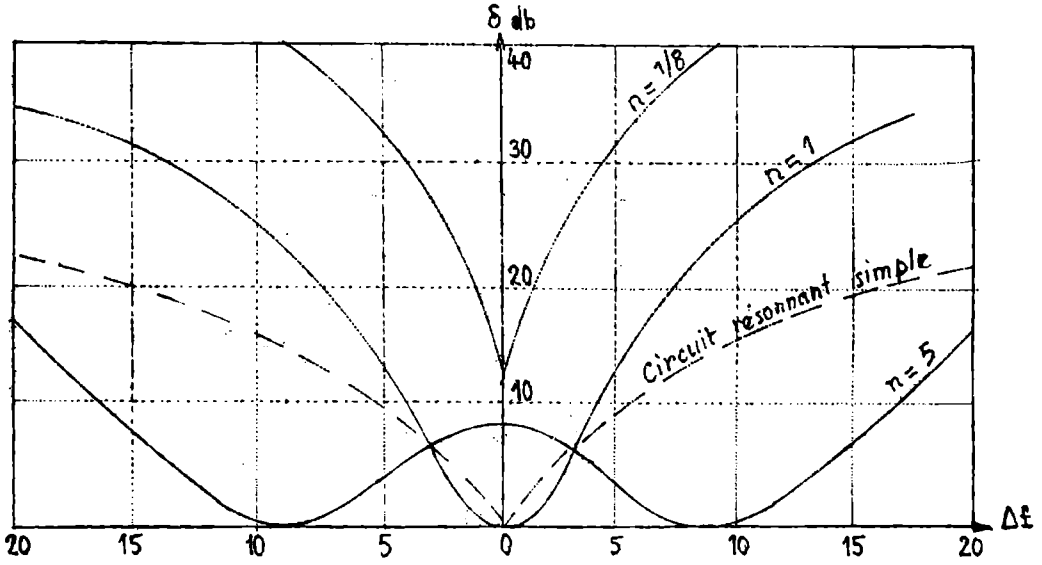
Résumons les caractéristiques des circuits couplés en prenant à titre d'exemple des circuits de constante de temps de 100µs , avec les indices 1/8, 1 et 5 (fig. 74).

Remarque - Lorsque les coefficients de surtension des deux circuits sont très différents le couplage limite appelé "couplage transitionnel" se produit pour un indice $n_c > 1$

On démontre que:

$$n_c = \sqrt{\frac{1}{2}\left(\frac{Q_1}{Q_2} + \frac{Q_2}{Q_1}\right)}$$

La figure 75 montre l'allure des courbes de résonance secondaire dans le cas où les surtensions sont approximativement en rapport 8.



Circuits à constante de temps θ = 100 µs

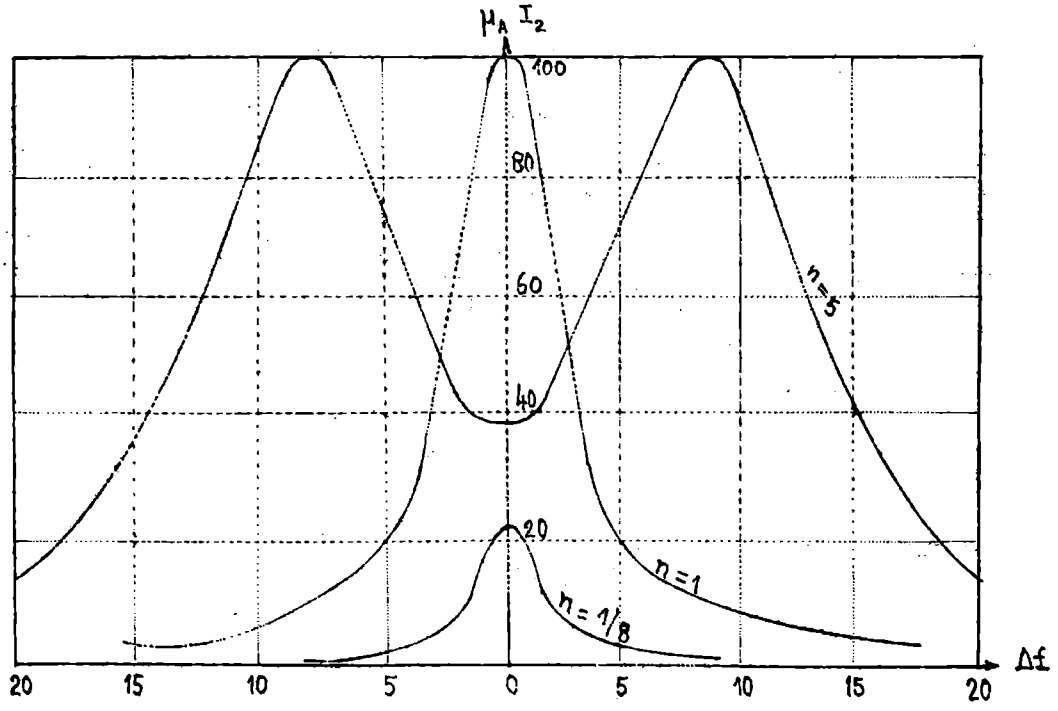


Fig. 74

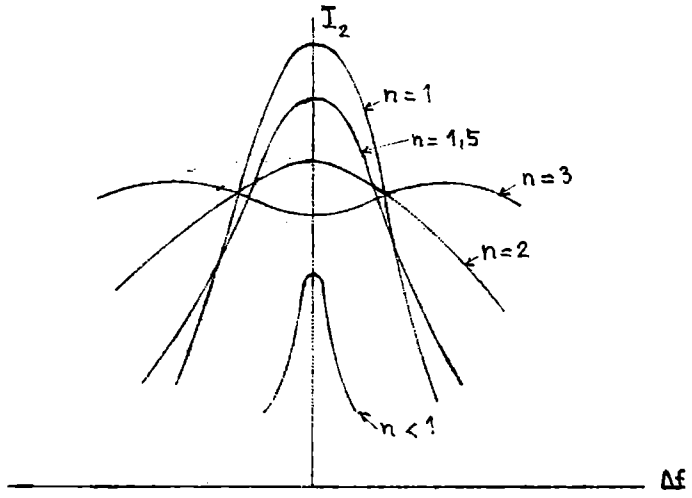


Fig. 75

3,35 Rendement des circuits couplés.

La transmission d'énergie dans les circuits couplés se fait avec un certain rendement. La valeur de celui-ci a relativement peu d'importance dans les circuits à basse puissance utilisés à la réception; à l'émission par contre il y a lieu de fonctionner au meilleur rendement.

Le rendement se définit par:

$$\eta = \frac{\text{Puissance dissipée au secondaire}}{\text{Puissance totale dissipée}}$$

soit

$$\eta = \frac{R_2 I_2^2}{R_1 I_1^2 + R_2 I_2^2}$$

$$\eta = \frac{1}{1 + \frac{R_1}{R_2} \left(\frac{I_1}{I_2}\right)^2}$$

Reprenons l'équation générale:

$$(R_2 + jX_2)\, I_2 + j\, M\Omega\, I_1 = 0$$

à la résonance:

$$R_2 I_2 + j\, M\Omega\, I_1 = 0$$

donc:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{R_2}{M\Omega}$$

Le rendement devient :

$$\eta = \frac{1}{1 + \frac{R_1 R_2}{M^2 \Omega_0^2}}$$

Et le rendement devient en définitive: $\eta = \frac{1}{1 + \frac{1}{n^2}}$

Le rendement croît donc avec l'indice de couplage.

Dans les circuits d'émission on utilise de préférence un couplage élevé pour bénéficier d'un rendement aussi près que possible de l'unité.

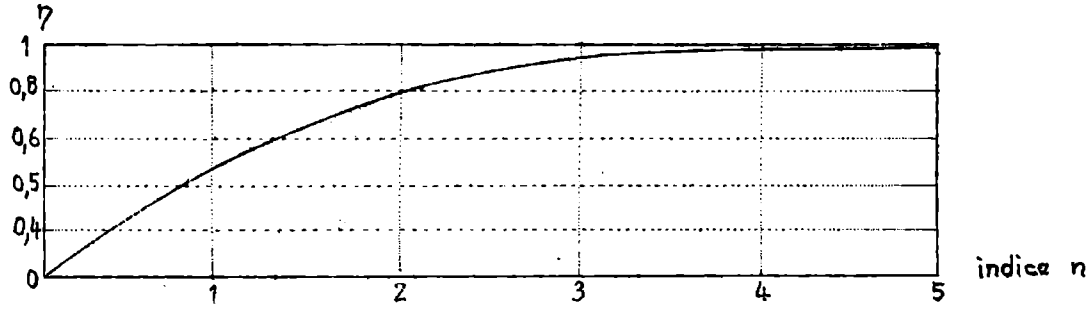
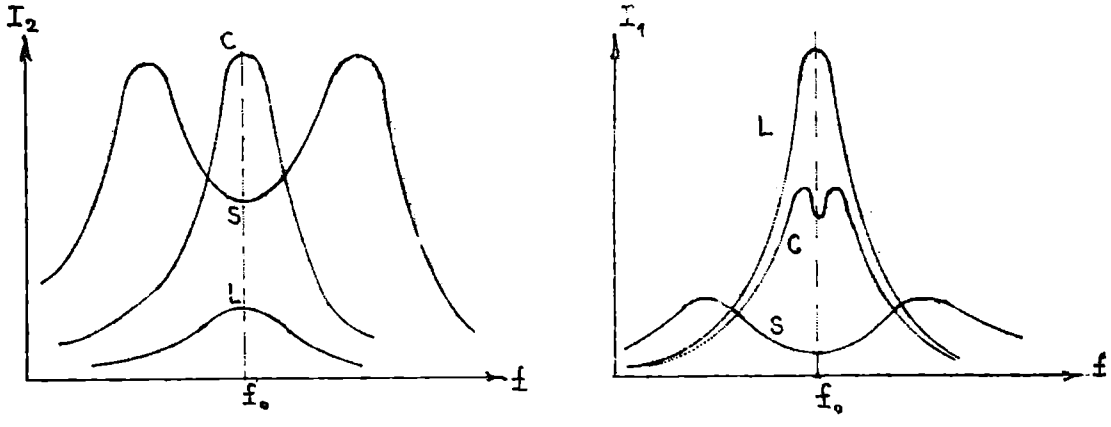


Fig. 76

Le rendement élevé obtenu aux forts couplages peut s'expliquer par la forte réaction du secondaire sur le primaire. Le circuit primaire est en effet soumis à la f.é.m. de la source et à la f.c.é.m. due à la réaction du secondaire. A mesure que le couplage augmente, la réaction augmente et le courant primaire diminue alors que le courant secondaire croît puis se stabilise au maximum.



Courant secondaire Courant primaire

Fig. 77

3,37 Alimentation parallèle des circuits couplés

Le primaire est généralement alimenté en parallèle avec une résistance série ρ de très grande valeur devant l'impédance propre du circuit. fig. 78.

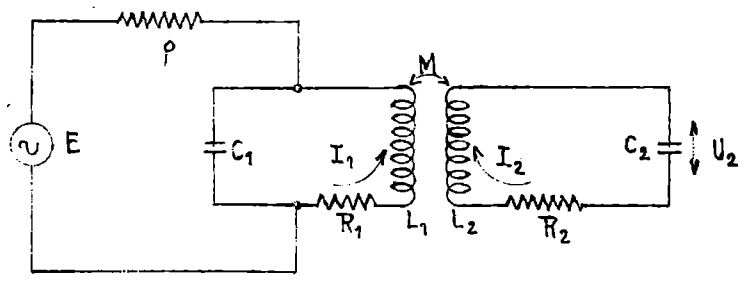


Fig. 78

Supposons les 2 circuits à l'accord. Le secondaire réagit dans le primaire par une résistance d'amortissement $\frac{M^2 \Omega_0^2}{R_2}$

On obtient le schéma équivalent ci-contre (fig. 79).

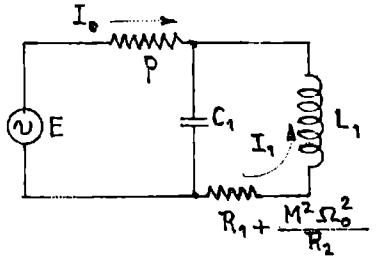


Fig. 79

La source débite un courant $I_0 \neq \frac{E}{\rho}$

La surtension du circuit résonnant étant :

$$\frac{L_1 \Omega_0}{R_1 + \frac{M^2 \Omega_0^2}{R_2}}$$

on a:

$$I_1 = \frac{E L_1 \Omega_0}{\rho \left(R_1 + \frac{M^2 \Omega_0^2}{R_2}\right)} = \frac{E L_1 \Omega_0}{\rho R_1 (1 + n^2)} = \frac{E Q_1}{\rho (1 + n^2)}$$

La tension $U_2 = M \Omega_0 I_1 Q_2$ soit

$$U_2 = \frac{E}{\rho} \frac{M\Omega_0 Q_1 Q_2}{(1+n^2)}$$

Mais $\frac{M\Omega_0}{\sqrt{R_1 R_2}} = n$ $\quad Q_1\sqrt{R_1} = \sqrt{\mathcal{R}_1}$ $\quad Q_2\sqrt{R_2} = \sqrt{\mathcal{R}_2}$

donc $U_2 = \frac{E}{\rho} KT \sqrt{\mathcal{R}_1 \mathcal{R}_2} = I_0 \; KT \sqrt{\mathcal{R}_1 \mathcal{R}_2}$

$Z_d = KT \sqrt{\mathcal{R}_1 \mathcal{R}_2}$ est appelé impédance dynamique du circuit.
Dans le cas de 2 circuits identiques au couplage **critique**.

$$Z_d = \frac{\mathcal{R}}{2}$$

3,4 CIRCUITS ACCORDES A COUPLAGE CAPACITIF

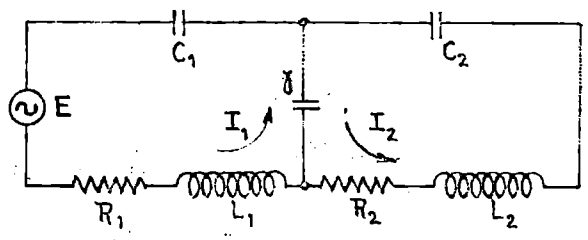


Fig. 80

Etudions le cas d'un couplage en courant par capacité (fig.80) Le circuit primaire L_1 R_1 C_1 γ alimenté par une f.é.m. sinusoïdale de pulsation Ω est couplé au circuit secondaire L_2 R_2 C_2 γ par la capacité commune γ . Celle-ci est traversée par la somme des courants $I_1 + I_2$ suivant les sens indiqués par la figure.

Appliquons la loi de Kirchoff aux deux circuits:

$$\begin{cases} R_1 I_1 + jL_1\Omega I_1 - j\frac{I_1}{C_1\Omega} - j\frac{I_1 - I_2}{\gamma\Omega} = E \\ R_2 I_2 + jL_2\Omega I_2 - j\frac{I_2}{C_2\Omega} - j\frac{I_2 - I_1}{\gamma\Omega} = 0 \end{cases}$$

ce que l'on peut écrire sous la forme:

$$\left[R_1 + j\left(L_1\Omega - \frac{1}{C_1\Omega} - \frac{1}{\gamma\Omega}\right)\right] I_1 + j\frac{I_2}{\gamma\Omega} = E$$

$$\left[R_2 + j\left(L_2\Omega - \frac{1}{C_2\Omega} - \frac{1}{\gamma\Omega}\right)\right] I_2 + j\frac{I_1}{\gamma\Omega} = 0$$

On remarque immédiatement l'analogie avec le couplage magnétique et les résultats obtenus précédemment sont valables dans ce cas; il suffit seulement de remplacer $M\Omega$ par $1/\gamma\Omega$.

Les différents coefficients définis pour le couplage magnétique deviennent:

Indice de couplage.

nous avions: $$n = \frac{M\,\Omega_0}{\sqrt{R_1 R_2}}$$

en couplage par capacité:

$$\boxed{n = \frac{1}{\gamma\,\Omega_0\,\sqrt{R_1 R_2}}}$$

Coefficient de couplage.

En couplage magnétique il est défini par:

$$K = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}}$$

En couplage capacitif M est remplacé par $\frac{1}{\gamma\,\Omega_0^2}$

d'une part: $$L_1 = \frac{1}{C_1'\,\Omega_0^2}$$

et $$L_2 = \frac{1}{C_2'\,\Omega_0^2}$$

C_1' et C_2' étant les capacités équivalentes primaires et secondaires:

$$C_1' = \frac{C_1\,\gamma}{C_1 + \gamma}$$

$$C_2' = \frac{C_2\,\gamma}{C_2 + \gamma}$$

Le coefficient de couplage peut s'écrire:

$$K = \frac{\frac{1}{\gamma\,\Omega_0^2}}{\sqrt{\frac{1}{C_1'\,\Omega_0^2}\;\frac{1}{C_2'\,\Omega_0^2}}}$$

soit $$\boxed{K = \frac{\sqrt{C_1'\,C_2'}}{\gamma}}$$

On voit ainsi que le couplage est d'autant plus faible que la capacité est élevée.
Avec $\gamma = \infty$ le couplage est nul.

Remarques:

Avec le couplage en tension représenté par la figure 81 le coefficient de couplage est:

$$K = \frac{\gamma}{\sqrt{C_1\,C_2}}$$

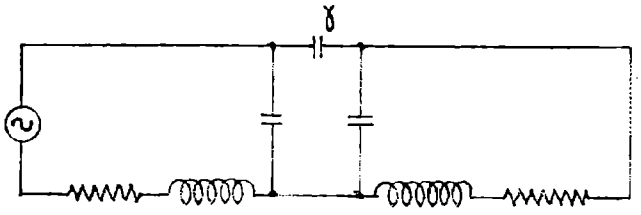


Fig. 81

C_1 et C_2 étant les capacités résultantes accordant les deux circuits. Le couplage dépend ainsi directement de la capacité de couplage alors qu'il était en relation inverse dans le cas de couplage en intensité.

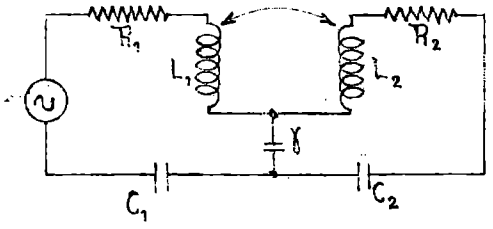


Fig. 82

Le coefficient de couplage dans le cas d'un couplage mixte, magnétique et capacitif à la base est:

$$k = \frac{k_m - k_c}{1 + k_m k_c}$$

avec

$$k_m = \frac{M}{\sqrt{L_1 \; L_2}}$$

et

$$k_c = \frac{\sqrt{C'_1 \; C'_2}}{\gamma}$$

Lorsque km = kc le coefficient de couplage s'annule il y a donc un "trou".

3,5 CIRCUITS COUPLES A SECONDAIRE ACCORDE

Soit le schéma donné par la figure 83. Le secondaire est seul accordé. La résistance primaire ρ est supposée élevée devant la réactance primaire $L_1 \Omega$. C'est un cas de liaison entre deux lampes amplificatrices, le primaire étant branché dans le circuit plaque d'une pentode de grande résistance interne.

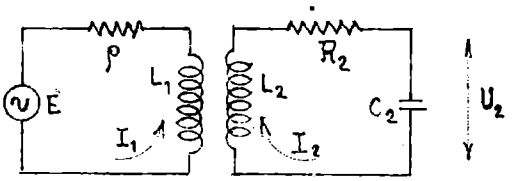


Fig. 83

3,51 Intensité secondaire.

En appliquant la loi de Kirchoff au primaire et au secondaire, on obtient:

$$\begin{cases} (\rho + j L_1 \Omega) I_1 + j M \Omega I_2 = E \\ (R_2 + j X_2) I_2 + j M \Omega I_1 = 0 \end{cases}$$

Dans le cas présent on peut négliger $L_1 \Omega$ devant ρ, si de plus on place le circuit secondaire à la résonance, le système devient:

$$\begin{cases} \rho I_1 + j M \Omega_0 I_2 = E \\ R_2 I_2 + j M \Omega_0 I_1 = 0 \end{cases}$$

Calculons l'expression du courant secondaire. Pour cela on tire:

$$I_1 = - \frac{R_2 I_2}{j M \Omega_0}$$

en portant I_1, dans la première équation, il vient:

$$\frac{-\rho R_2}{j M \Omega_0} I_2 + j M \Omega_0 I_2 = E$$

$$-\rho R_2 I_2 - M^2 \Omega_0^2 I_2 = j M \Omega_0 E$$

d'où:

$$I_2 = -j \frac{M \Omega_0 E}{\rho R_2 + M^2 \Omega_0^2} = -j \frac{E}{\frac{\rho R_2}{M \Omega_0} + M \Omega_0}$$

Le courant secondaire passe par un maximum lorsque le dénominateur est minimum. Or on sait que la somme de deux termes dont le produit est constant passe par un minimum lorsqu'ils sont égaux. C'est-à-dire que I_2 est maximum lorsque:

$$M^2 \Omega_0^2 = \rho R_2$$

soit

$$M \Omega_0 = \sqrt{\rho R_2}$$

au couplage critique la valeur du courant secondaire est :

$$I_{2\ max} = \frac{E}{2\sqrt{\rho R_2}}$$

cependant ρ étant élevé, le couplage critique peut ne pas être atteint.

3,52 Tension secondaire.

La tension secondaire est au couplage critique

$$U_2 = L\Omega_0 I_{2\ max.} = \frac{L\Omega_0 E}{2\sqrt{\rho R_2}}$$

mais $$\frac{L\Omega_0}{\sqrt{R_2}} = \sqrt{\mathcal{R}}$$

donc $$U_2 = \frac{E}{2}\sqrt{\frac{\mathcal{R}}{\rho}}$$

3,53 Sélectivité

Etudions maintenant l'influence du primaire sur la sélectivité secondaire. Reprenons l'équation du courant I_2 .

$$I_2 = -j\frac{M\Omega_0 E}{\rho R_2 + M^2\Omega_0^2}$$

Nous pouvons écrire:

$$I_2 = -j\frac{E}{\rho}\frac{M\Omega_0}{\left(R_2 + \frac{M^2\Omega_0^2}{\rho}\right)}$$

Or, $$-j\frac{E}{\rho}M\Omega_0 = -j\,I_1 M\Omega_0$$

est la f.é.m. induite dans le secondaire. On voit donc que la résistance secondaire est augmentée de l'image $\frac{M^2\Omega_0^2}{\rho}$ de la résistance primaire.

Dans le cas de couplage optimum $M^2\Omega_0^2 = \rho R_2$ d'où $\frac{M^2\Omega_0^2}{\rho} = R_2$

la résistance secondaire est doublée, la surtension est moitié.

3,6 EXERCICES SUR LE CHAPITRE III

Exercice 1: Une source de f.é.m. 1 volt à 1 MHz et de résistance interne 40 Ω alimente en série le primaire de 2 circuits couplés, ceux-ci étaient au couplage critique avant l'introduction de la source. Chaque circuit comporte une bobine d'inductance L = 250 μH de surtension Q = 100 accordée par une capacité sans pertes sur 1 MHz.

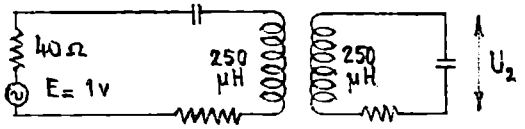


Fig. 84

Quelle est la tension aux bornes du secondaire?

Solution: La résistance propre de chaque inductance est:

$$R = \frac{L\omega}{Q} = \frac{250 \times 2\pi 10^6}{10^6 \times 100} = 15{,}7\ \Omega$$

Les circuits étant au couplage critique $n = \frac{M\Omega}{R} = 1$
donc $M\omega = R = 15{,}7\ \Omega$
L'intensité dans le primaire est:

$$I_1 = \frac{E}{40 + R_1 + \frac{M^2\omega^2}{R_2}} = \frac{1}{40 + 15{,}7 + 15{,}7} = \frac{1}{71{,}4} \text{ Ampère}$$

La tension secondaire devient:

$$U_2 = M\omega I_1 Q_2 = \frac{15{,}7 \times 100}{71{,}4} = 22 \text{ volts}$$

Exercice 2: On réalise un transformateur MF à primaire et secondaire identiques formés d'inductances de 700 µH avec une surtension effective de 125 accordées par des capacités sans pertes de 143 pF.
On demande:

a) la fréquence d'accord du transformateur
b) la bande passante à 6 db d'affaiblissement au couplage critique - valeur de la mutuelle induction.
c) la bande passante maxima au couplage serré avec variation maxima de 6 db - valeur de la mutuelle induction.

Solution a) $$f = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} = \frac{1}{2\pi\sqrt{700 \times 143.10^{-18}}} = 500.10^3 \text{ Hz}$$

b) $$S = 2 = \sqrt{1 + 4Q^4 \left(\frac{\Delta f}{f_0}\right)^4}$$

d'où on tire la bande passante

$$\ell = 2\Delta f = 2\sqrt[4]{\frac{3}{4}}\ \frac{f_0}{Q} = 2 \times 0{,}93 \times \frac{500.000}{125} = 2 \times 3720 \text{ Hz}$$

Au couplage critique on a: $M\omega = R = \frac{L\omega}{Q}$

donc la mutuelle $M = \frac{L}{Q} = \frac{700}{10^6 \times 125} = 5,60 \; 10^{-6}$ H

c) Le courant maximum est $I_{max} = \frac{E}{2R}$

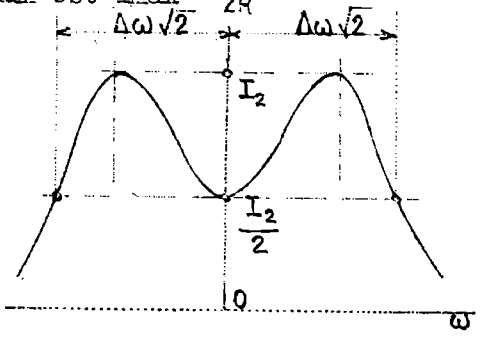


Fig. 85

A la resonance le courant est:

$$I_o = \frac{E}{R} KT = \frac{I_{max}}{2} = \frac{E}{4R}$$

donc $KT = \frac{n}{1+n^2} = \frac{1}{4}$

l'indice de couplage

$$n \# 4$$

Les maxima de courant secondaire se produisent pour des décalages de fréquence:

$$\Delta f = \pm \frac{\sqrt{n^2-1}}{2\pi\,\theta}$$

mais $\theta = \frac{2L}{R} = \frac{2L\omega_o}{R\omega_o} = \frac{2Q}{\omega_o} = \frac{125}{\pi\, 500.10^3} = \frac{1}{4\pi 10^3}$

donc $\Delta f = \pm \frac{\sqrt{15}\;\; 4\pi\, 10^3}{2\pi} = 7750$ Hz

le décalage de fréquence maximum pour S = 2 est:

$$\Delta f \sqrt{2} = 7750\sqrt{2} = 11.000 \text{ Hz}$$

la bande passante est alors $\ell = 2 \times 11.000$ Hz.

L'indice de couplage étant 4 fois plus élevé qu'au couplage critique il en sera de même de la mutuelle induction:

$$M = 5,6 \;\; 10^{-6} \times 4 = 22,4 \;\; 10^{-6} \text{H}$$

Exercice 3 - Une source de f.é.m. 10 volts à 1 MHz alimente en parallèle avec une résistance série de 1 MΩ le primaire de deux circuits couplés. Les deux circuits identiques constitués de bobines d'inductance de 250 µH avec une surtension de 200 accordées par des capacités

présentant un angle de perte $tg\,\delta = 1{,}35.10^{-3}$. Le circuit secondaire est amorti par une résistance parallèle de 500 KΩ . Le couplage étant règlé avec l'indice n = 1,2 on demande la tension secondaire?

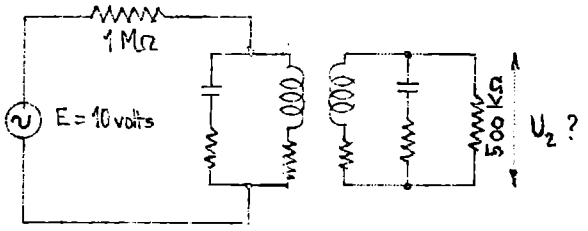


Fig. 86

Solution: La capacité d'accord est $C = \frac{10^{12}}{4\pi f^2 L} = \frac{10^{18}}{40.10^{12}.250} = 100\ pF$

la résistance de la bobine est: $R_L = \frac{L\omega}{Q} = \frac{250.2\pi.10^6}{10^6\ 200} = 7{,}85\ \Omega$

la résistance série de la capacité est: $R_C = \frac{tg\,\delta}{C\omega} = \frac{1{,}35.\ 10^{12}}{100\ 2\pi.\ 10^9} = 2{,}15\ \Omega$

La résistance totale est $R_L + R_C = 7{,}85 + 2{,}15 = 10\ \Omega$

La résistance équivalente à la résonance du 1er circuit est:

$$\mathcal{R}_1 = \frac{L}{CR} = \frac{250 \times 10^{12}}{10^6 \times 100 \times 10} = 250 \times 10^3\ \Omega$$

Le 2ème circuit était amorti par 500 KΩ sa résistance équivalente est:

$$\mathcal{R}_2 = \frac{250\ 10^3 \times 500\ 10^3}{750\ 10^3} = 167.\ 10^3\ \Omega$$

On peut alors calculer la tension secondaire:

$$U_2 = \frac{E}{10^6}\ KT\ \sqrt{\mathcal{R}_1 \mathcal{R}_2} = \frac{10}{10^6}\ \frac{1{,}2}{(1+\overline{1{,}2}^2)}\ \sqrt{167 \times 250 \times 10^6} = 1\ \text{volt}$$

Exercice 4: Une source de f.é.m. 10 volts à 1 MHz alimente avec une résistance série deux circuits couplés à primaire apériodique et secondaire accordé. Le primaire est une bobine d'inductance de 2 mH, le secondaire comporte une bobine de 500 μ H de surtension Q = 314 accordée à 1 MHz par une capacité sans pertes.

a) quel est le coefficient de couplage optimum
b) quelle est la tension secondaire U_2 à ce couplage
c) Dans quel cas le couplage optimum ne pourrait-il être obtenu à la même fréquence.

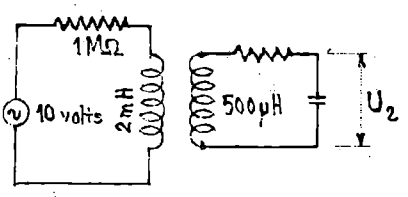


Fig. 87

Solution: a) le couplage optimum est obtenu lorsque $M\omega = \sqrt{\rho R_2}$

$$R_2 = \frac{L\omega}{Q} = \frac{500 \cdot 2\pi \cdot 10^6}{10^6 \; 314} = 10\ \Omega$$

donc

$$M = \frac{\sqrt{\rho R_2}}{\omega} = \frac{\sqrt{10^7}}{2\pi \; 10^6} = 500 \; 10^{-6}\ H$$

Le coefficient de couplage optimum est:

$$K = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}} = \frac{500}{\sqrt{2000 \times 500}} = 0{,}5$$

b) La tension secondaire:

$$U_2 = \frac{E}{2}\sqrt{\frac{\mathcal{R}}{\rho}} = \frac{10}{2}\sqrt{\frac{L^2\omega^2}{R_2\rho}} = \frac{10}{2}\sqrt{\frac{25 \; 4\pi^2 \; 10^{12}}{10^8 \; 10^6}} = 15{,}8 \text{ volts}$$

c) Le couplage optimum ne peut être atteint si la surtension du circuit résonant est trop faible.

A la limite K = 1 donc $M = \sqrt{L_1 L_2} = 10^{-3}\ H$

donc $M\omega = \sqrt{\rho R_2} = \sqrt{\frac{\rho L\omega}{Q_{min}}}$

$$Q_{min} = \frac{\rho L}{M^2\omega} = \frac{10^6 \; 500 \; 10^6}{10^6 \; 2\pi \; 10^6} = 80$$

En réalité le coefficient de couplage K = 1 est le maximum théorique et $Q_{min} > 80$.

CHAPITRE IV

— CIRCUITS RC - RL —

4,1 CIRCUIT "RESISTANCE - CAPACITE

4,11 Charge et décharge d'un condensateur

Etudions tout d'abord la charge d'une capacité à travers une résistance sous l'effet d'une tension continue puis sa décharge à travers la même résistance. Soit le circuit donné par la fig.88.

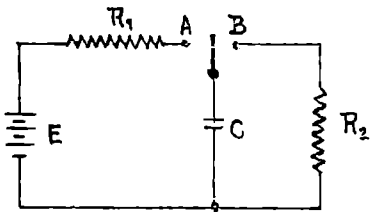


Fig. 88

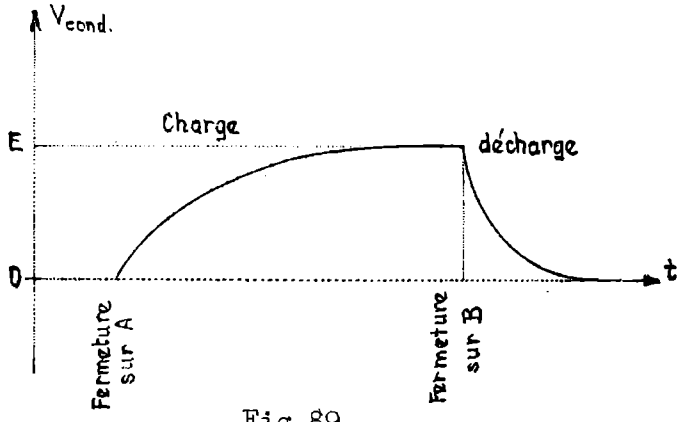


Fig.89

Si on ferme l'interrupteur sur A, la capacité se charge à travers R_1.

La résistance a pour effet de ralentir la charge car la chute de tension qu'elle crée s'oppose à la f.é.m. de la source. Il est évident que la charge est d'autant plus lente que la résistance est élevée. Si on bascule ensuite l'interrupteur sur B la capacité se décharge complètement dans R_2 en un temps qui est fonction de la valeur de la résistance.

La figure 89 donne la courbe de charge et décharge dans le cas où $R_1 > R_2$.

Etudions plus en détail le problème de la charge.
On peut écrire à un instant donné:

$$Ri + v = E$$

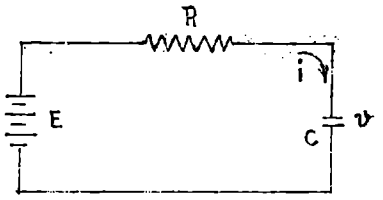


Fig. 90

mais $dq = c\,dv$ et $i = \frac{dq}{dt} = c\frac{dv}{dt}$

L'équation initiale devient:

$$RC\frac{dv}{dt} + V = E$$

C'est une équation différentielle du premier ordre à coefficients constants avec second membre dont la solution est:

$$\boxed{v = E\,(1 - e^{-t/Rc})}$$

La tension s'établit ainsi suivant une loi exponentielle.
Par analogie avec l'amortissement des oscillations libres, on a appelé constante de temps du circuit $\theta = RC$

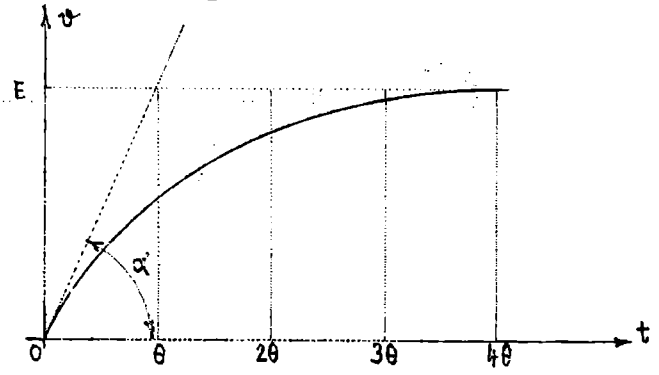


Fig. 91

Remarque.- Le condensateur est presque entièrement chargé au bout de 4θ
- La vitesse de variation de tension aux bornes du condensateur est à l'origine des temps $\frac{dV_0}{dt} = \frac{E}{RC} = tg\,\alpha$

La constante de temps est ainsi le temps au bout duquel le condensateur serait entièrement chargé si la vitesse de variation de tension était maintenue à sa valeur initiale.

La capacité étant chargée à la tension V_0 produisons la décharge dans une résistance,

Fig. 92

A un instant donné on a: $Ri = v$

mais $i = -C\frac{dv}{dt}$

le signe moins marquant la décroissance de tension donc:

$$-RC\frac{dv}{dt} = v$$

C'est une équation différentielle du premier ordre dont la solution est:

$$\boxed{v = V_0\, e^{-t/RC}}$$

La décharge se produit également suivant une loi exponentielle avec une constante de temps $\theta = RC$.

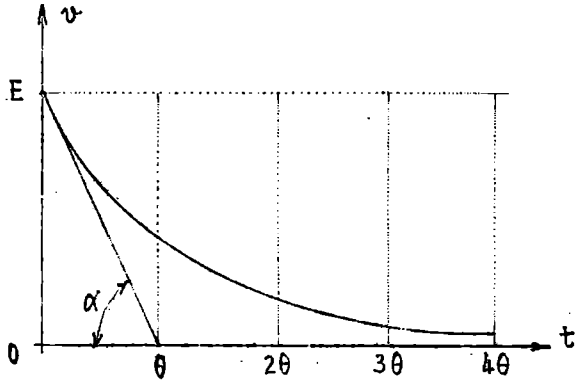


Fig. 93

Les remarques précédentes sont valables pour la décharge.

4,12 Circuit RC en régime permanent sinusoïdal

On rencontre fréquemment des circuits RC suivant la fig. 94. La capacité joue un rôle d'élément de liaison. On utilise la tension V_2 qui apparaît aux bornes de la résistance.

Construisons le diagramme de Fresnel en prenant le courant comme origine des phases (fig. 96).

On a: $V_2 < V_1$

avec un déphasage φ

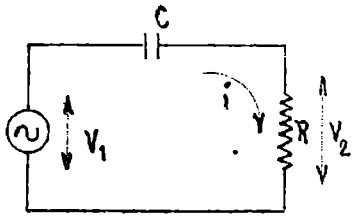


Fig.94

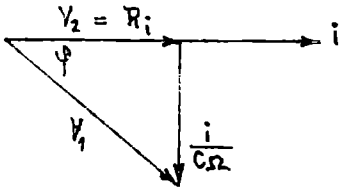


Fig. 95

On peut calculer un coefficient d'affaiblissement:

$$\alpha = \frac{V_1}{V_2}$$

$$\boxed{\alpha = \frac{R^2C^2\Omega^2 + 1}{RC\Omega}}$$

Le déphasage peut être évalué par la tangente:

$$\boxed{tg\ \varphi = \frac{1}{RC\Omega}}$$

Ainsi:

- l'affaiblissement et le déphasage varient avec la fréquence
- pour α et φ donnés il faut que la constante de temps soit fonction inverse de la fréquence.
- si $RC\Omega$ est élevé $\alpha = 1$ et $\varphi = 0$

La transmission n'est pas affectée de distorsion d'amplitude ni de phase.

Remarque - L'application brusque d'une tension sinusoïdale au circuit RC

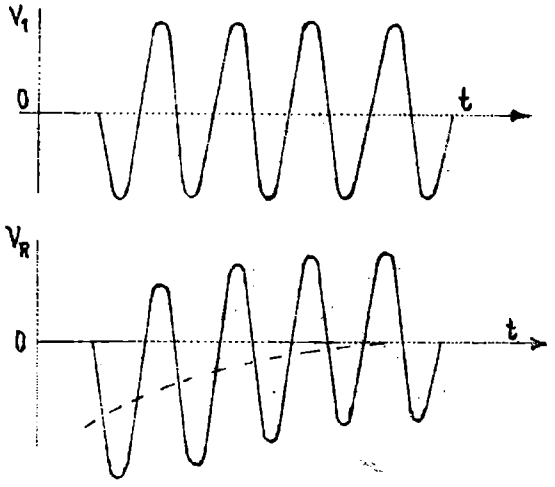


Fig. 96

fait apparaître un terme transitoire exponentiel qui décale la tension Vr vers la zone négative. Cette déformation est très importante lorsque la constante de temps est faible mais dure relativement peu. Par contre une forte constante de temps donne une légère déformation étalée sur un temps plus long. C'est la solution la plus favorable.

4,13 Circuit RC en onde rectangulaire

En onde rectangulaire, le condensateur subit une succession de charge puis de décharge suivies de charge en sens inverse.

La tension appliquée est la somme des tensions Vc et Vr aux bornes de la capacité et de la résistance. La figure 96 montre l'influence de la constante de temps.

Dans le cas d'un circuit à faible constante de temps devant la période du phénomène périodique ($2\Delta t$), la tension Vc suit de près l'onde rectangulaire, la tension Vr varie en impulsions très brèves.

Dans le cas d'un circuit à forte constante de temps devant la période, la tension Vr se rapproche de l'onde rectangulaire et la tension Vs prend une allure de ligne brisée de faible amplitude.

Lorsque RC tend vers l'infini, Vs tend vers zéro et Vr vers la forme de l'onde appliquée. On voit donc, comme en régime permanent et au point de vue fidélité, l'intérêt d'une forte constante de temps lorsque l'on utilise la tension aux bornes de la résistance. Il faut remarquer par contre que l'établissement de régimes stables tels que ceux représentés sur la fig. 96 est d'autant plus lent que la constante de temps est élevée.

4,14 Circuit RC différentiateur

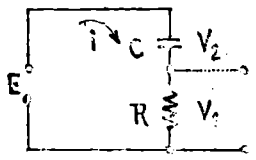


Fig. 96

Le circuit RC sous une f.é.m. E est traversé par un courant i

On peut écrire:

$$V_1 = R\,i$$

D'autre part:

$$dV_2 = \frac{1}{C}\,dq = \frac{i}{C}\,dt$$

donc

$$V_2 = \frac{1}{C}\int i\,dt$$

ce qui donne:

$$E = Ri + \frac{1}{C}\int i\,dt$$

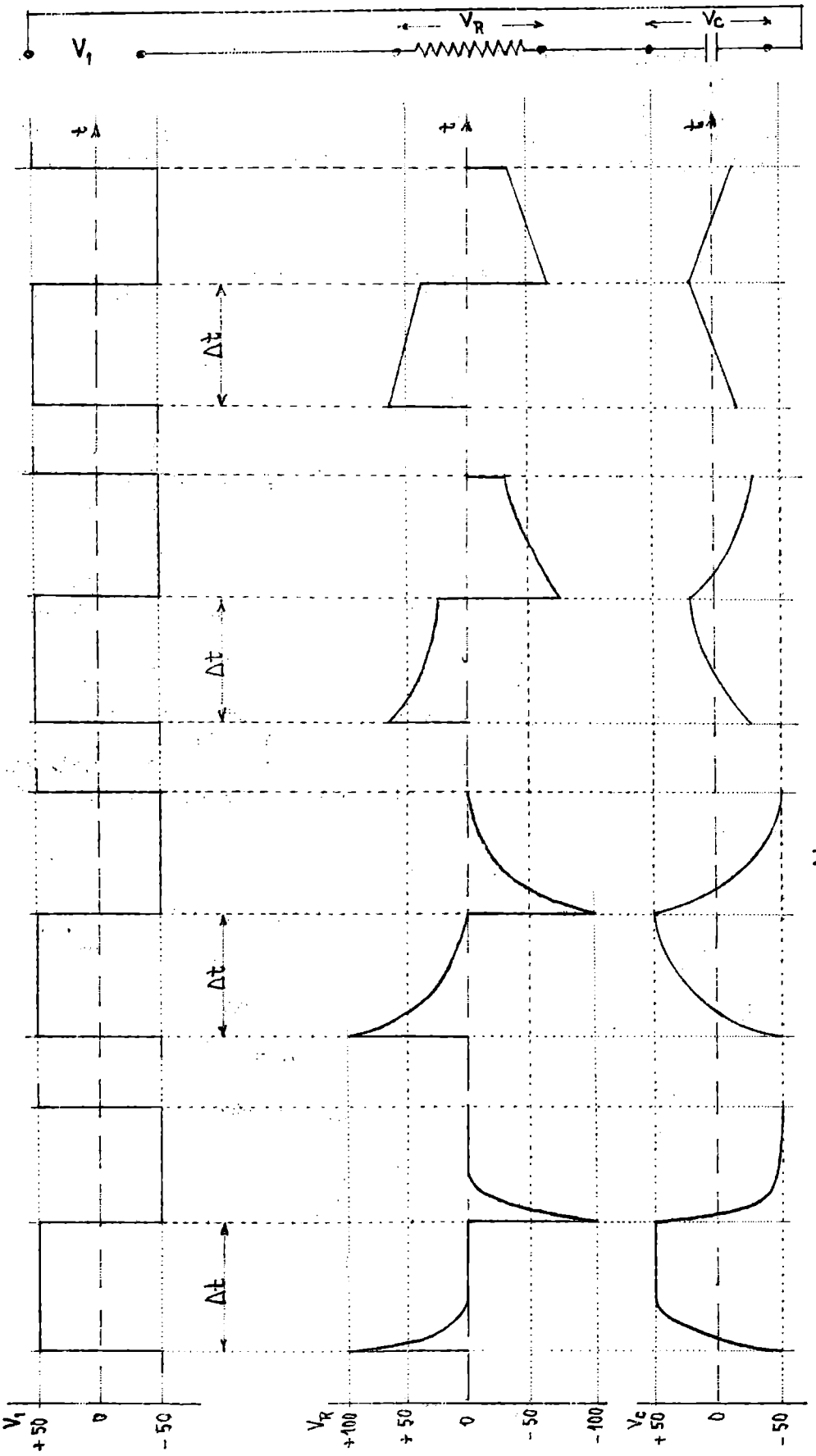

V1
VR
VC
Δt
RC >> Δt
RC = Δt
RC = Δt/4
RC << Δt
V1 +50 0 -50
VR +100 +50 0 -50 -100
VC +50 0 -50

Fig. 97

Considérons le cas où

$$Ri \ll \frac{1}{C}\int i\,dt$$

c'est-à-dire en sinusoïdal

$$R I_0 \cos \omega t \ll \frac{1}{C}\int I_0 \cos \omega t\, dt$$

$$R I_0 \cos \omega t \ll \frac{I_0}{C\omega} \sin \omega t$$

Soit en valeur maximum sans tenir compte du déphasage

$$\boxed{R \ll \frac{1}{C\omega}}$$

On a alors:

$$E \# \frac{1}{C}\int i\,dt$$

En différentiant

$$\frac{dE}{dt} = \frac{i}{C}$$

La tension aux bornes de la résistance devient:

$$V_1 = Ri = RC\frac{dE}{dt}$$

V est proportionnelle à la dérivée de la f.é.m. appliquée.

Ainsi le circuit différentiateur avantage les variations rapides.
En sinusoïdal avec e = E cos ωt

$$V_1 = RC\,\omega E \sin \omega t$$

et avec une constante de temps donnée V_1 est proportionnelle à la fréquence, mais la différentiation n'est réalisée que si:

$$RC \ll \frac{1}{2\,nf}$$

et l'amplitude de la tension V_1 reste faible.

tension d'entrée

tension de sortie

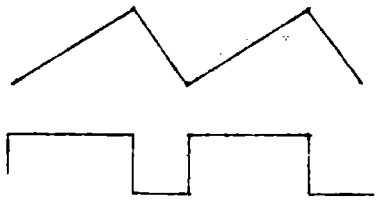


Fig. 98

A titre d'exemple un circuit différentiateur permet de transformer une onde triangulaire en onde rectangulaire la dérivée d'une fonction linéaire étant une constante.

4,15 Circuit RC intégrateur

Dans le cas de la figure 99 on a encore: $E = Ri + \frac{1}{C}\int i\,dt$

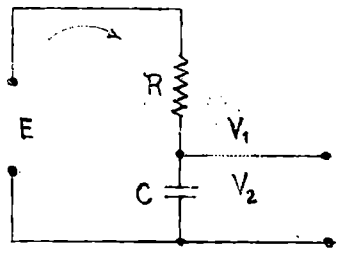


Fig.99

Mais supposons cette fois que:

$$Ri \gg \frac{1}{C}\int i\,dt$$

c'est-à-dire en sinusoïdal

$$\boxed{R \gg \frac{1}{C\omega}}$$

On a $E \# Ri$

donc $i = \frac{E}{R}$

La tension aux bornes de la capacité est:

$$V_2 = \frac{1}{C}\int \frac{E}{R}\,dt = \frac{1}{RC}\int E\,dt$$

Ainsi V_2 est proportionnelle à l'intégrale de la f.é.m. appliquée.

Le circuit intégrateur avantage les variations lentes, ainsi en sinusoïdal avec $e = E \cos \omega t$

On a:

$$V_2 = \frac{E}{RC\omega} \sin \omega t$$

avec une constante donnée, V_2 est inversement proportionnelle à la fréquence.

Mais l'intégration n'est réalisée que si

$$RC \gg \frac{1}{2\pi f}$$

et la constante de temps élevée donne une tension V_2 relativement faible.

on démontre que le déphasage est tel que :

$$\sin \varphi = \frac{2\,RC\,\omega}{R^2 C^2 \omega^2 + 1}$$

$$\cos \varphi = \frac{R^2 C^2 \omega^2 - 1}{R^2 C^2 \omega^2 + 1}$$

4,17 Circuits résonnants à Résistance - Capacité

Des résonances peuvent être obtenues avec des circuits RC.
Le circuit le plus simple est le circuit "RC Série-RC parallèle".

soit Z_1 l'impédance du circuit $R.C_1$ série et Z_2 l'impédance du circuit $R_2\ C_2$ parallèle. On a:

$$Z_1 = R_1 - \frac{j}{C_1 \omega}$$

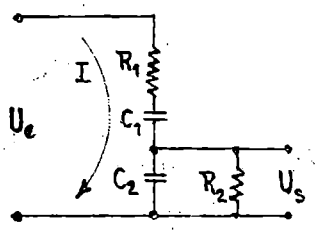


Fig. 103

$$\frac{1}{Z_2} = \frac{1}{R_2} + j\,C_2\,\omega$$

Le courant dans le circuit est:

$$I = \frac{U_e}{Z_1 + Z_2}$$

La tension aux bornes du circuit $R_2\ C_2$ est:

$$U_s = Z_2\,I = \frac{Z_2\ U_e}{Z_1 + Z_2} = U_e\,\frac{1}{1 + \frac{Z_1}{Z_2}} = U_e\,A$$

Déterminons le coefficient d'affaiblissement A

$$A = \frac{1}{1 + \frac{Z_1}{Z_2}} = \frac{1}{1 + \left(R_1 - \frac{j}{C_1 \omega}\right)\left(\frac{1}{R_2} + j\,C_2\,\omega\right)}$$

$$A = \frac{1}{1 + \frac{R_1}{R_2} + \frac{C_2}{C_1} + j\left(R_1 C_2 \omega - \frac{1}{R_2 C_1 \omega}\right)}$$

Ainsi le coefficient A passe par un minimum lorsque:

$$R_1 C_2\ \omega_0 = \frac{1}{R_2\ C_1\ \omega_0}$$

c'est-à-dire pour une pulsation de résonance

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{R_1 R_2 C_1 C_2}}$$

La tension de sortie étant:

$$U_s = \frac{U_e}{1 + \frac{R_1}{R_2} + \frac{C_2}{C_1}}$$

avec un déphasage nul.

Dans le cas particulier où $R_1 = R_2 = R$
$C_1 = C_2 = C$

$$\omega_0 = \frac{1}{RC}$$

$$\text{et} \quad U_s = \frac{U_e}{3}$$

← Calculons maintenant le déphasage hors de la fréquence de résonance.

La tension de sortie est:

$$U_s = U_e \frac{1}{1 + \frac{R_1}{R_2} + \frac{C_2}{C_1} + j\left(R_1 C_2 \omega - \frac{1}{R_2 C_1 \omega}\right)}$$

En multipliant N et D par la quantité conjuguée il vient:

$$U_s = U_e \frac{\left(1 + \frac{R_1}{R_2} + \frac{C_2}{C_1}\right) - j\left(R_1 C_2 \omega - \frac{1}{R_2 C_1 \omega}\right)}{\left(1 + \frac{R_1}{R_2} + \frac{C_2}{C_1}\right)^2 + \left(R_1 C_2 \omega - \frac{1}{R_2 C_1 \omega}\right)^2}$$

Le déphasage est alors:

$$\text{tg}\,\varphi = \frac{R_1 C_2 \omega - \frac{1}{R_2 C_1 \omega}}{1 + \frac{R_1}{R_2} + \frac{C_2}{C_1}}$$

Ainsi lorsque $\omega = 0$ $\quad \text{tg}\,\varphi = -\infty$ et $\varphi = -\frac{\pi}{2}$
lorsque $\omega = \infty$ $\quad \text{tg}\,\varphi = +\infty$ et $\varphi = \frac{\pi}{2}$

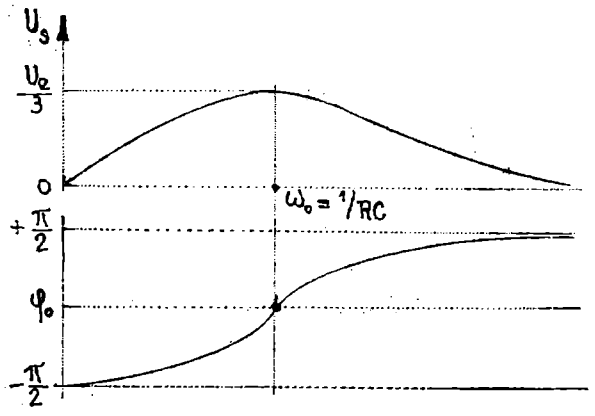


Fig.104

En résumé la figure 18 donne les variations de U_s et de φ dans le cas d'un circuit formé de résistances et de capacités égales.

4,2 CIRCUIT "INDUCTANCE - RESISTANCE"

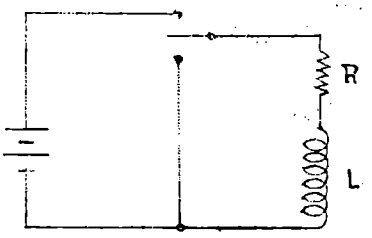


Fig. 105

L'établissement et l'évanouissement du courant dans un circuit RL suivent une loi semblable à la charge et décharge d'une capacité à travers une résistance. Le retard à l'établissement et la coupure sont dûs au phénomène de self induction. Après la fermeture du circuit sur la source on a:

$$L\frac{di}{dt} + Ri = E$$

équation différentielle du premier ordre dont la solution est:

$$\boxed{i = \frac{E}{R}\left(1 - e^{-\frac{Rt}{L}}\right)}$$

c'est une fonction exponentielle croissante. Le circuit présente une constante de temps:

$$\theta = \frac{L}{R}$$

Il faut remarquer que dans ce cas la constante de temps varie en raison inverse de la résistance.

Ce régime permanent étant établi, on court-circuite sans perte de temps le circuit RL, le courant s'évanouit. On a:

$$L\frac{di}{dt} + Ri = 0$$

équation dont la solution est:

$$\boxed{i = \frac{E}{R}e^{-\frac{Rt}{L}}}$$

Le courant s'affaiblit suivant une exponentielle décroissante avec la même constante de temps.

Remarque - En remplaçant la capacité de la figure 101 par une inductance, la tension de sortie du circuit déphaseur est déphasée en arrière par rapport à la tension d'entrée.

4,3 EXERCICE SUR LE CHAPITRE IV

On applique un signal rectangulaire variant de + 50 volts à - 50 volts avec fréquence de 50 périodes par seconde, à un circuit série formé d'une résistance de 100 kΩ et d'une capacité de 0,1 μF

Tracer la courbe de tension aux bornes de la résistance et de la capacité à partir de l'origine (tension + 50 volts à l'établissement).

Solution.

La période du signal rectangulaire étant 1/50 sec. la tension appliquée s'inverse tous les 1/100 sec.

D'autre part la constante de temps $\theta = RC = 10^5 \times 10^{-7} = 1/100$ sec. c'est-à-dire la durée de la demi-période.

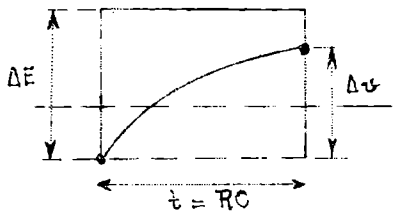


Fig. 106

Etudions d'une façon générale la charge d'une capacité soumise à une tension ΔE pendant un temps T = RC
la tension aux bornes de la capacité est

$$\Delta v = \Delta E \left(1 - e^{-\frac{t}{RC}}\right) = \Delta E \left(1 - e^{-1}\right)$$

$$\Delta v = 0{,}632 \ \Delta E$$

On peut établir le tableau suivant :

Temps sec.	ΔE volts	ΔV = 0,632 ΔE volts	V_C volts	V_R volts
1/100	+ 50	31,6	31,6	50-31,6 = 18,4 -(50+31,6) =-81,6
2/100	-(50 + 31,6)= -81,6	-51,5	-51,5 + 31,6 = -19,9	-(50- 19,9)=-30,1 50 + 19,9 = 69,9
3/100	(50 + 19,9)= 69,9	44,2	44,2 - 19,9 = 24,3	50 - 24,3 = 25,7 -(50+24,3) = 74,3
4/100	-(50+24,3)=-74,3	-46,75	-46,75 + 24,3=-22,45	-(50-22,45) =-27,55 50+22,45 = 72,45
5/100	50+22,45 = 72,45	45,75	45,75 - 22,45 =23,3	50-23,3 = 26,7 -(50+23,3) =-73,3
6/100	-(50+23,3) =-73,3	-46,25	-46,25 + 23,3=-22,95	-(50-22,95)=-27,05 50+22,95 = 72,95
7/100	50+22,95 = 72,95	46	46 - 22,95 = 23,05	50-23,05 = 26,95 -(50+23,05)=-73,05

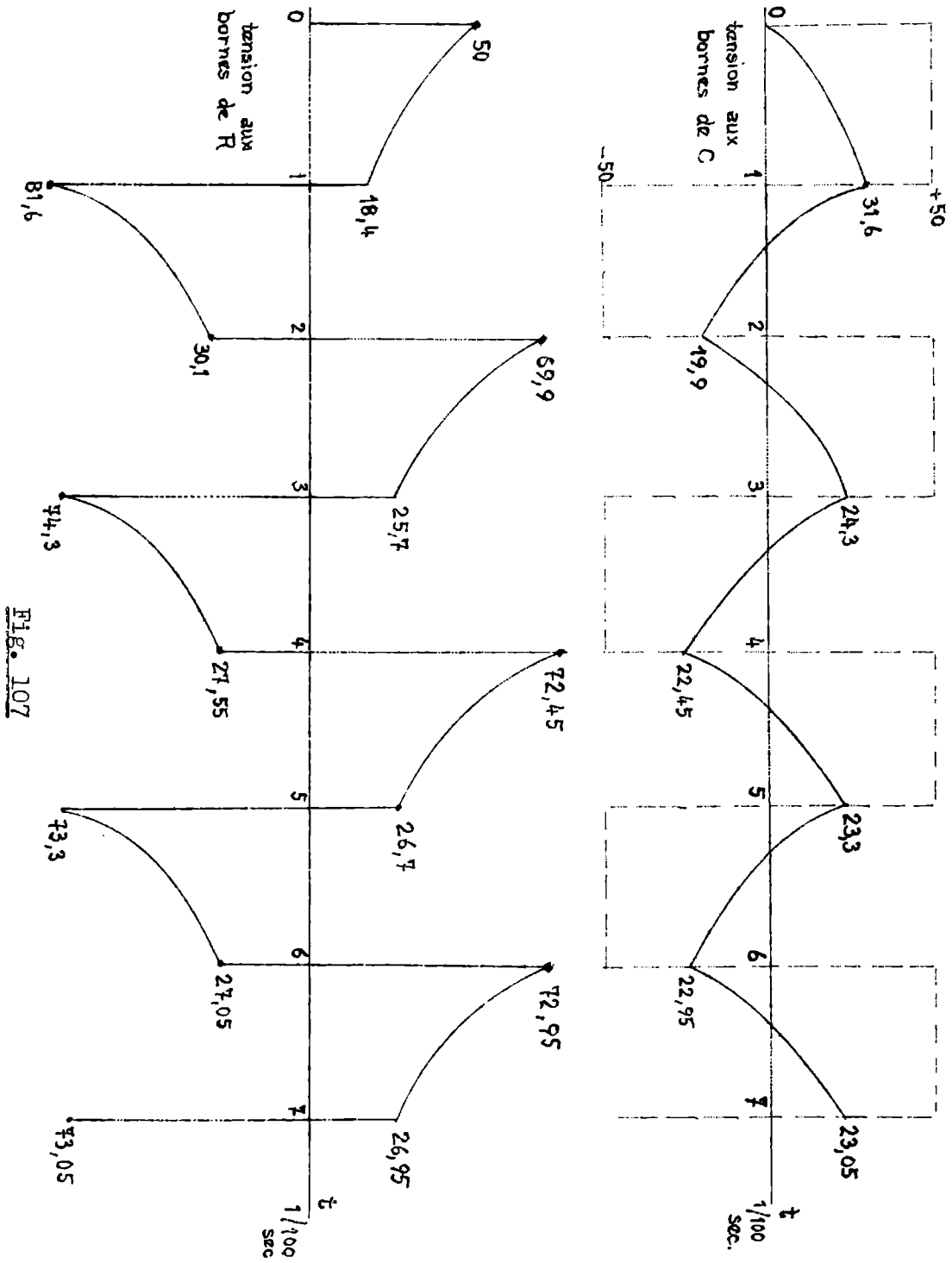

+50
-50
tension aux bornes de C
0
1
2
3
4
5
6
7
31,6
19,9
24,3
22,45
23,3
22,95
23,05
t
1/100 sec.
tension aux bornes de R
50
18,4
69,9
25,7
72,45
26,7
72,95
26,95
81,6
30,1
74,3
27,55
73,3
27,05
73,05

Fig. 107

CHAPITRE V

— CIRCUITS A QUARTZ —

Les propriétés piezoélectriques de certains cristaux comme le quartz ou la tourmaline sont très utilisés en radioélectricité.

Etudions dès à présent les caractéristiques piézoélectriques du quartz et leurs applications en régime d'oscillations forcées dans les filtres à quarts. Nous étudierons ultérieurement les applications en régime autoentretenu.

5,1 PHENOMENES PIEZOELECTRIQUES

Le quartz (silice pure) se rencontre dans la nature en cristaux ayant la forme d'un prisme hexagonal terminé par deux pyramides également hexagonales (fig.108).

Tous les cristaux sont cependant loin de présenter cette régularité. Les cristaux proviennent principalement du Brésil et de Madagascar.

Les propriétés caractéristiques du quartz ont permis de distinguer certains axes particuliers.

On distingue:

Un axe optique reliant les pointes des pyramides. Sur cet axe, le cristal est birefringent et fait tourner le plan de polarisation d'un faisceau de lumière monochromatique.

Des méthodes optiques permettent de repérer avec précision la position de cet axe dans un cristal de forme quelconque et ainsi de permettre la taille.

- trois axes dits électriques xx' x'' situés sur les trois diagonales d'une section droite.

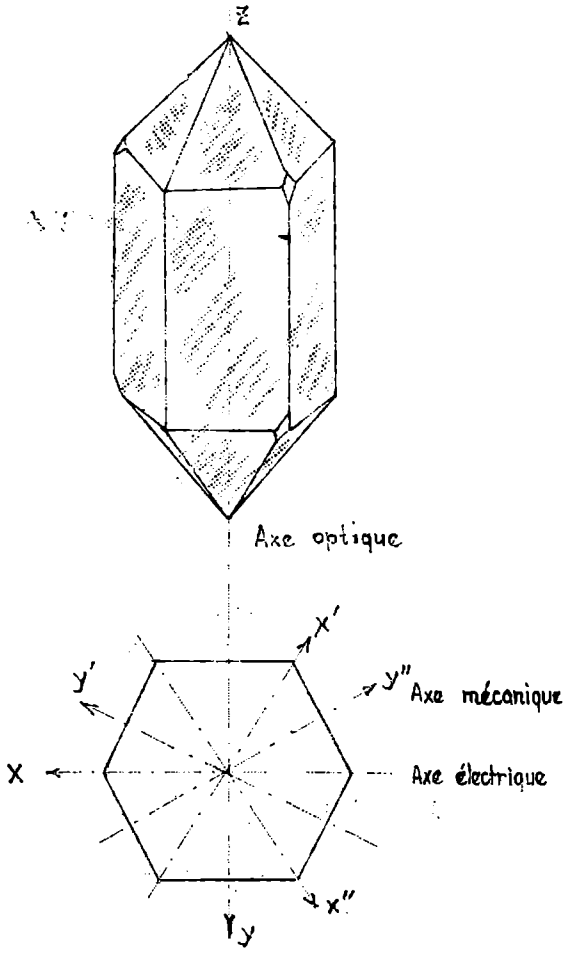


Fig. 108

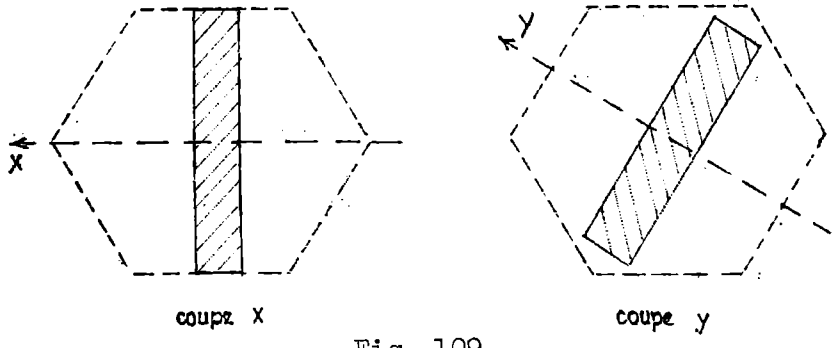


Fig. 109

- trois axes dits mécaniques yy' y'' perpendiculaires aux côtés de l'hexagone.

Les axes électriques et mécaniques permettent de définir les axes de coupe.

Les cristaux de quartz sont utilisés sous forme de plaques carrées, rectangulaires ou circulaires ou sous forme de barres parallèpipèdiques ou cylindriques.

On utilise deux modes de taille communs:

- la coupe x ou taille de Curie qui se fait perpendiculairement à un axe électrique et parallèlement à l'axe optique.

- la coupe Y ou coupe à 30° qui se fait perpendiculairement à un axe mécanique et parallèlement à l'axe optique.

Signalons dès maintenant d'autres modes de coupe à faible coefficient de température, que nous étudierons plus loin.

Les phénomènes piézoélectriques suivent les lois de Curie et de Lipmann.

LOIS DE CURIE.

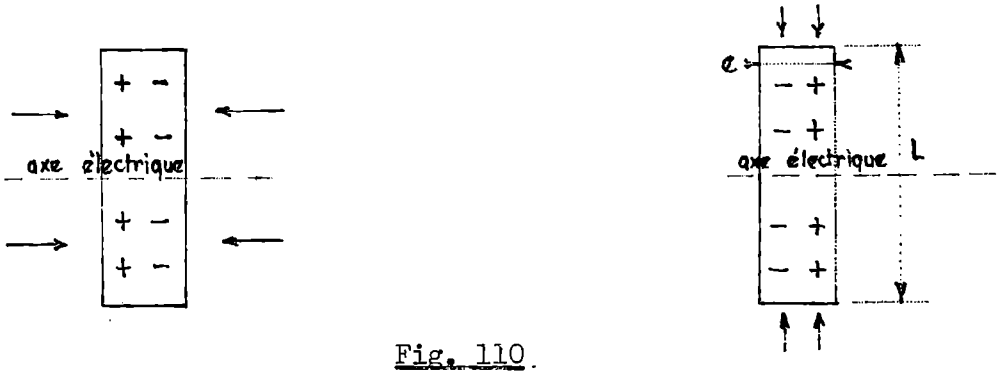


Fig. 110.

(a) (b)

1°) Toute pression appliquée au cristal soit dans la direction de l'axe électrique, soit dans la direction de l'axe mécanique, fait apparaître des charges électriques égales et de signes opposés sur les faces perpendiculaires à l'axe électrique (fig. 110).

Lorsque la force est appliquée suivant l'axe électrique la charge est (Fig. a)

$$Q = 6,45 \times 10^{-8} f$$

f étant la force en dynes et Q la charge en U.E.S. C.G.S.

Lorsque la force est appliquée suivant l'axe mécanique, (fig.b) la charge devient:

$$Q = -6,45 \times 10^{-6} f \frac{L}{e}$$

2°) Le signe des charges s'inverse lorsque la force change de sens.

3°) Une pression dirigée suivant l'axe optique ne produit aucune charge électrique.

LOI DE LIPMANN

C'est une loi de réciprocité.

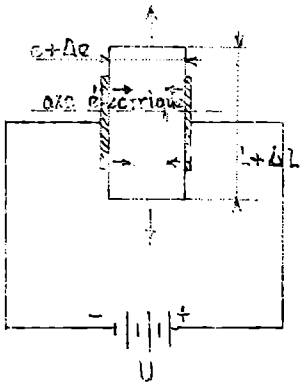


Fig. 111

Si l'on soumet les deux faces perpendiculaires à l'axe électrique à une d d p U à l'aide de deux plaques conductrices fixées sur le quartz il se produit suivant des polarités:

soit une force de compression sur X et une force d'extension sur Y,
soit une force d'extension sur X et une force de compression sur Y.

Il en résulte des variations d'épaisseur et de longueur Δe et ΔL proportionnelles à la d.d.p. appliquée mais le volume reste constant.

$$\Delta e = kU$$

On a:

$$\Delta L = -KU\frac{L}{e}$$

Le sens des forces dépend des polarités.

Une d.d.p. appliquée suivant l'axe optique ne produit aucune déformation du cristal.

5,2 RESONANCE DU QUARTZ

5,21 Fréquences propres des quartz

Les lames ou barreaux de quartz sont susceptibles d'entrer en résonance mécanique sous l'effet d'une d.d.p. alternative de fréquence convenable.

La fréquence de résonance dépend du module d'élasticité, du poids spécifique du quartz et de ses dimensions.

Dans le cas d'une coupe X on a:

$$F = \frac{1}{2e}\sqrt{\frac{E}{d}}$$

E étant le module d'élasticité
d le poids spécifique
e l'épaisseur sur l'axe électrique.

En prenant:

$E = 7.85 \times 10^{11}$ dynes/cm² et $d = 2.65$ on obtient:

$$F = \frac{2720}{e} \text{ Khz (e étant exprimé en mm)}$$

d'où une longueur d'onde d'environ 110 mètres environ par mm d'épaisseur.

En raison des variations des coefficients on utilise en pratique les formules empiriques suivantes:

$$F = \frac{2715 \pm 50}{e} \text{ Khz pour une lame circulaire}$$

$$F = \frac{2785 \pm 300}{e} \text{ Khz pour une lame rectangulaire}$$

Dans le cas d'une coupe Y, la vitesse de propagation dans le sens de l'épaisseur est différente, la fréquence est de l'ordre de:

$$F = \frac{1960}{e} \text{ Khz}$$

Remarques.- 1) Les formules précédentes ne sont valables que si l'épaisseur est faible devant les autres dimensions.
2) Le quartz est anisotrope, son régime vibratoire est extrêmement complexe; si en particulier l'épaisseur n'est pas très faible devant les autres dimensions, il peut se produire un couplage entre les vibrations dans différentes directions, ce qui donne lieu à plusieurs fréquences de résonance.

3) L'épaisseur détermine la fréquence, l'usinage doit donc

être fait avec la plus grande précision. Le travail peut être fait soit avec les méthodes utilisées en usinage d'optique avec une précision d'environ 1/300 de micron, soit par une attaque à l'acide fluorhydrique. La deuxième solution qui ne nécessite pas d'ouvriers spécialisés donne un plus grand déchet. Elle a été utilisée à grande échelle en Amérique pour les besoins militaires.

L'épaisseur des cristaux est variable entre quelques dixièmes de millimètre et quelques millimètres.

Aux fréquences basses de 5 à 30 Khz environ on utilise le quartz sous forme de barreau, de 30 à 200 Khz on adopte généralement la forme baguette et de 200 à 30.000 Khz la forme plaquette, on ne peut dépasser 30 Mhz environ car l'épaisseur deviendrait trop faible et le quartz serait extrêmement fragile.

4) La fréquence propre d'un quartz varie légèrement avec la température. On définit à ce sujet un coéfficient de température par la variation relative de fréquence par degré centigrade. C'est-à-dire:

$$\alpha = \frac{1}{F}\,\frac{\Delta F}{\Delta \theta}$$

Δf étant la variation de fréquence pour une variation de température $\Delta\theta$

Sur des cristaux taillés suivant les coupes X et Y le coefficient de température est de l'ordre de 1/50.000. Ce coefficient est positif pour la coupe X et négatif pour la coupe Y. Pour certains angles de

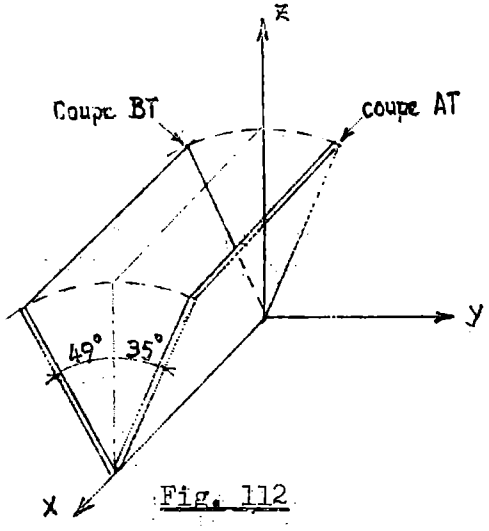


Fig. 112

taille les deux coefficients se neutralisent et le coefficient résultant est pratiquement nul. C'est le cas de la taille AT faite 35° en avant dans le sens des aiguilles d'une montre par rapport à la coupe Y.

La coupe BT faite 49° en arrière donne un résultat identique. La coupe AT est utilisée de 700 à 8000 Khz, la coupe BT pour des fréquences supérieures à 8.000 Khz.

Pour les fréquences plus basses on utilise les coupes CT et DT faites avec des angles + 37°15' et -51°45'. Dans ces deux cas on utilise la vibration suivant la diagonale du carré.

5,22 Circuit électrique équivalent à un quartz

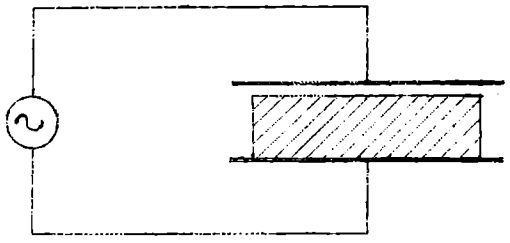


Fig. 113

Plaçons une lame de quartz entre deux plateaux conducteurs avec une certaine liberté permettant au cristal de vibrer librement.

Appliquons aux plateaux une d.d.p. alternative (fig. 113) Il semble que le système doive se comporter comme une capacité, mais le fonctionnement est plus complexe car si la d.d.p. charge les armatures du condensateur, elle provoque également une déformation du quartz qui à son tour fait apparaître sur ses deux faces des charges électriques proportionnelles à la déformation et de signe contraire à celles qui résultent de l'action de la d.d.p.

Il faut donc que la source fournisse un courant.

$$i = i_1 + i_2$$

i_1 est le courant absorbé par la capacité formée par le quartz.

$$i_1 = j\,U\,C_1\,\omega$$

i_2 est le courant destiné à compenser les charges d'origine piézoélectrique. Il passe par un maximum lorsque la fréquence d'excitation est égale à la fréquence de résonance du quartz, il est donc possible d'admettre que le courant est dû à un circuit résonnant série LRC équivalent. (Ceci peut être démontré en partant des équations vibratoires du quartz).

On a:

$$i_2 = \frac{U}{R + j\left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right)}$$

On obtient ainsi un circuit résultant formé d'une capacité C, et un circuit résonant L R C en parallèle. Si on considère d'autre part que la couche d'air entre les électrodes et le quartz forme une capacité C_2 en série et que le bord des armatures présente une capacité dérivation C_3 on obtient le schéma équivalent au quartz représenté par la fig.114.

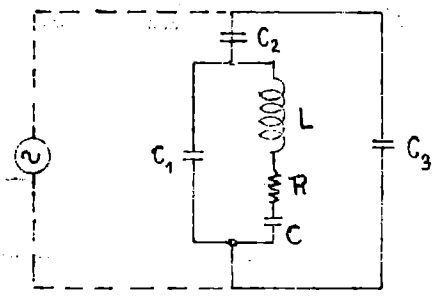


Fig. 114

Les capacités C_2 et C_3 ont un effet généralement très faible et peuvent être négligées. Dans certains quartz les électrodes sont formées par une métallisation du quartz. Dans ce cas on élimine C_2 et C_3 devient négligeable.

L'inductance L est très importante, de l'ordre de 10 à 100 H. La résistance d'amortissement quoique appréciable (de 500 à 10.000 ohms) permet des surtensions élevées de l'ordre de 10^4 à 10^5 et pouvant même atteindre 300.000. La capacité C est très faible, comprise entre 0,1 et 0,002 pF.

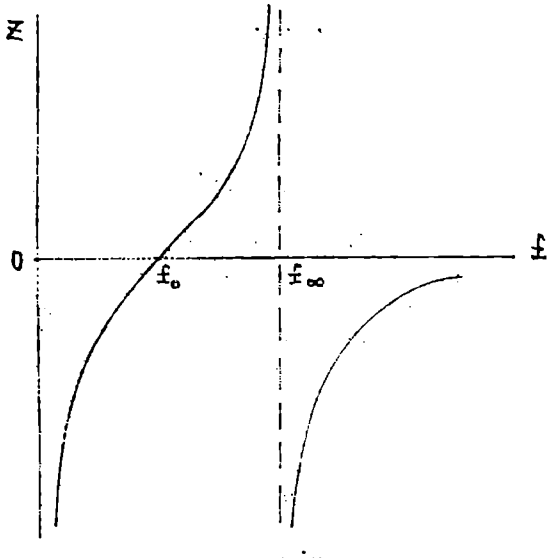


Fig. 115

La capacité dérivation C_1 est donnée par le rapport constant:

$$\frac{C_1}{C} \approx 150$$

Nous pouvons écrire:

$$\frac{1}{Z} = \frac{1}{L\omega - \frac{1}{C\omega}} - C_1\omega$$

$$\frac{1}{Z} = \frac{C\omega}{LC\omega^2 - 1} - C_1\omega$$

appelons: $LC\omega^2 - 1 = n$

$$\frac{1}{Z} = \frac{C\omega}{n} - C_1\omega$$

d'où l'on tire:

$$Z = \frac{n}{C_1\omega\left(\frac{C}{C_1} - n\right)}$$

en appelant: $a = \frac{C}{C_1}$

on obtient:

$$Z = \frac{n}{C_1\omega\,(a - n)} \qquad (1)$$

ainsi l'impédance s'annule lorsque n = 0 c'est-à-dire à la fréquence:

$$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$$

L'impédance devient ∞ lorsque n = a.
La fréquence d'antirésonance est définie par:

$$LC\omega_\infty^2 - 1 = a$$

mais $LC = \frac{1}{\omega_0^2}$ donc $\frac{\omega_\infty^2}{\omega_0^2} - 1 = a$

d'où l'on tire:

$$f_\infty = f_0\sqrt{a+1}$$

En pratique: $a = \frac{1}{140}$ à $\frac{1}{150}$ la fréquence d'antirésonance est donc très proche de la fréquence de résonance.

On remarque encore que l'impédance n'est positive qu'entre f_0 et f_∞ c'est-à-dire sur une plage de fréquence très réduite, elle est donc presque uniquement capacitive.

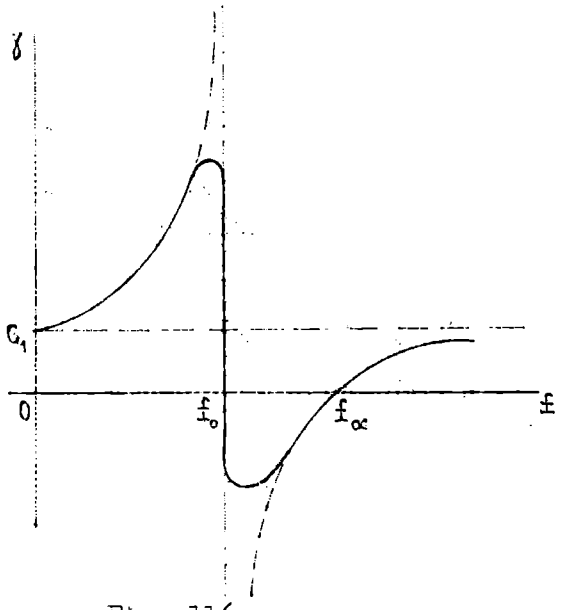


Fig. 116

La formule donnant l'impédance peut s'écrire:

$$Z = \frac{1}{\frac{C(a-n)}{n}\,\omega}$$

C'est-à-dire que le quartz est assimilable à une capacité variable:

$$\gamma = C_1 \frac{(a-n)}{n}$$

dont la variation est donnée par la fig.116.

En supposant l'amortissement nul, la capacité passe brusquement de $+\infty$ à $-\infty$ en réalité, elle varie comme l'indique la courbe en trait plein.

Remarques: 1) La capacité C_2 due à la couche d'air modifie la valeur de γ, on a en effet une nouvelle capacité γ' telle que:

$$\frac{1}{\gamma'} = \frac{1}{\gamma} + \frac{1}{C_2}$$

Cette modification de la capacité intervient évidemment dans la valeur de la fréquence de résonance, on utilise souvent ce principe pour ajuster la fréquence du quartz à une valeur voulue (les pièces fixant l'épaisseur de la lame d'air sont travaillées optiquement).

2) Soit un circuit oscillant L R C couplé lâchement avec un générateur. Plaçons aux bornes du circuit un quartz dont la fréquence propre est proche de celle du circuit (fig. 117). La capacité du quartz

étant γ le courant dans le circuit oscillant est :

$$i = \frac{M\omega I}{\sqrt{R^2 + \left(L\omega - \frac{1}{(C+\gamma)\omega}\right)^2}}$$

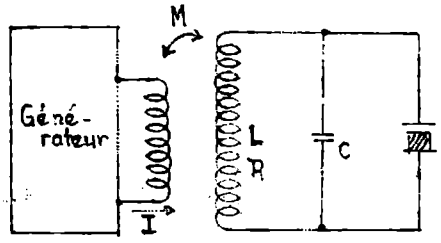


Fig. 117

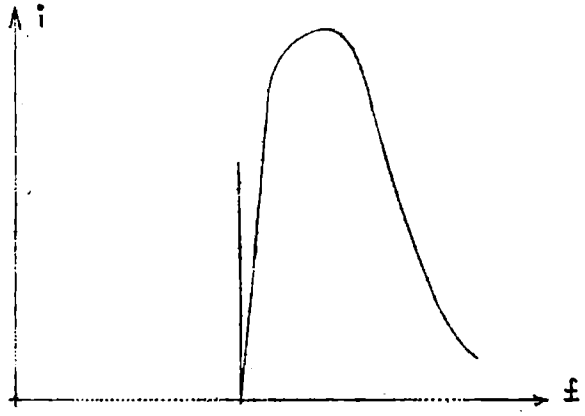


Fig. 118

Or nous avons vu que γ peut prendre des valeurs négatives dans une plage de fréquence très réduite comprise entre: f_o et f_∞

lorsque $\gamma = -C$ la capacité totale s'annule et l'impédance du circuit devient $-\infty$ le courant s'annule donc et il se produit dans la courbe de résonance une coupure très brutale appelée "crevasse du quartz".

5,3 FILTRES A QUARTZ

Les quartz permettent de réaliser des circuits à très grande sélectivité avec une bande passante pouvant atteindre quelques centaines de Hz.

Les filtres à quartz sont utilisés principalement dans les circuits moyenne fréquence des récepteurs professionnels.

Le schéma de principe est donné par la figure 119.

La transmission est assurée par un circuit différentiel symétrique comportant sur une branche un quartz et sur l'autre une capacité variable C_2.

Supposons tout d'abord que la capacité C_2 soit réglée à une valeur égale à la capacité du support de quartz; par le montage différentiel, elle en neutralise l'effet.

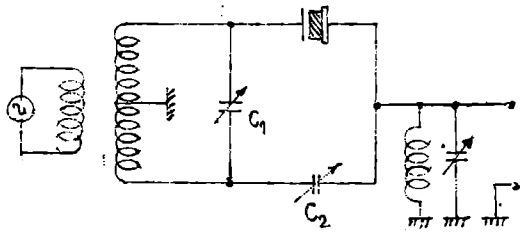


Fig. 119

Le quartz agit uniquement comme un circuit Résonnant à coefficient de surtension élevé.

Le quartz passe par une impédance nulle à la fréquence f_0 la tension transmise est alors maximum. La courbe de résonance obtenue est symétrique. La sélectivité du filtre peut être réglée par le condensateur C_1. Le circuit LC_1 en série avec le quartz modifie son amortissement. Lorsque LC_1 est réglé à la résonance la résistance équivalente du circuit est maximum, il en est de même de l'amortissement et la sélectivité est minimum. En déréglant LC_1 la résistance diminue et la sélectivité augmente. Malgré cette possibilité de réglage la sélectivité reste cependant élevée.

Le rôle de compensation du condensateur C_2 lui a valu l'appellation de "condensateur de phase." On l'appelle également "condensateur de réjection" car il permet d'éliminer une oscillation parasite sur une fréquence peu différente de la fréquence de résonance.

Traçons les courbes de réactance du quartz et de la capacité C_2 (fig. 120).

Si le quartz était seul on aurait:

à la fréquence f_0 Z quartz = 0 donc V = maximum
à la fréquence f_∞ Z quartz = max. donc V = minimum.

La capacité C_2 produit une réactance $-\frac{1}{C_2\omega}$

Pour une fréquence f_1 cette réactance est égale à celle du quartz. Le circuit est absolument symétrique et la tension de sortie V passe par zéro. Si on modifie la valeur de la capacité l'égalité de réactance se produit à une autre fréquence. Il y a donc possibilité de déplacer la crevasse en-dessous de fo par réglage de la capacité pour la faire coïncider avec une fréquence parasite à éliminer.

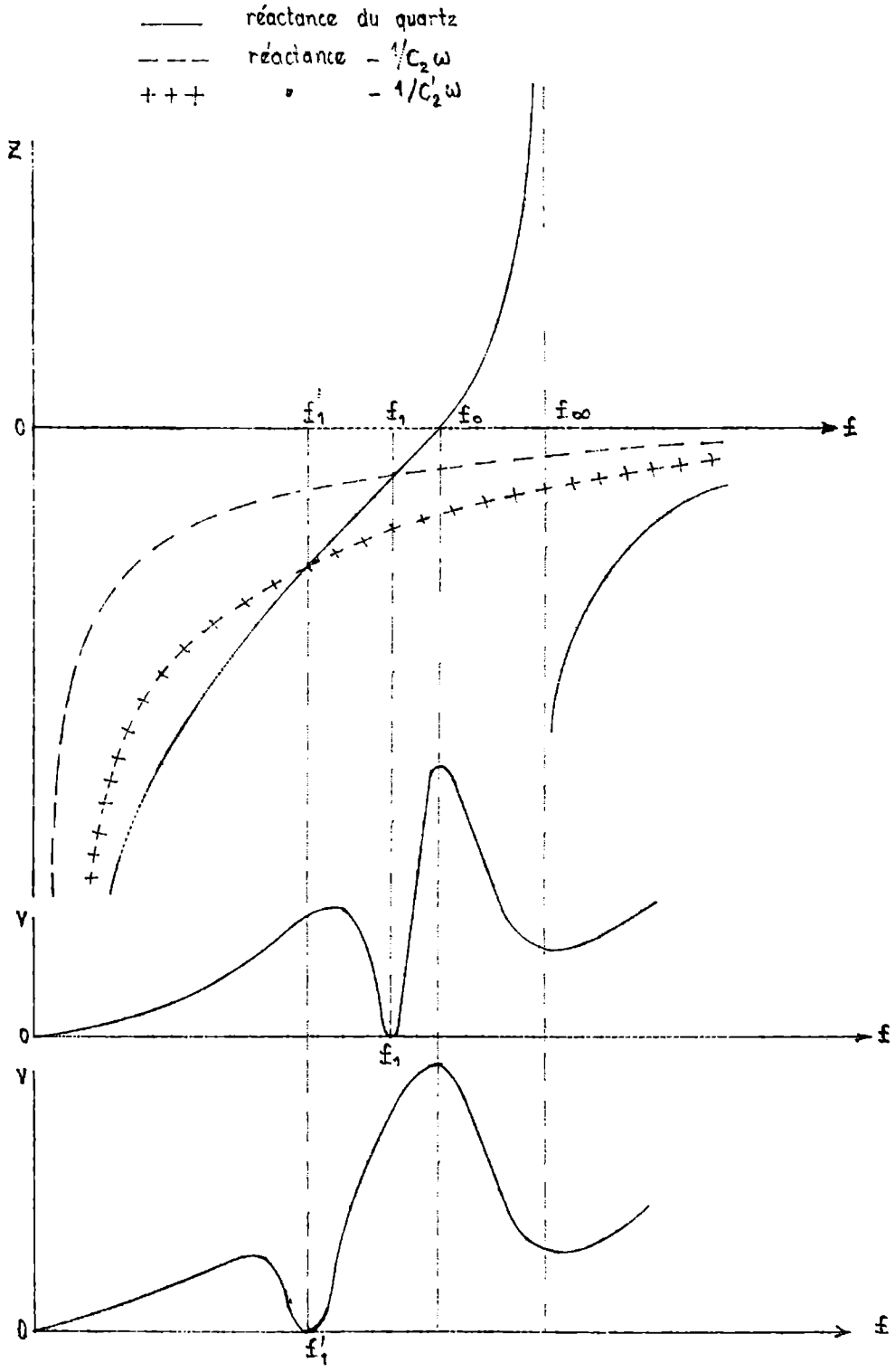

réactance du quartz
réactance - 1/C₂ω
" - 1/C'₂ω
Z
0
f'₁
f₁
f₀
f∞
f
V
0
f₁
f
V
0
f'₁
f

Fig. 120

5,4 EXERCICE SUR LE CHAPITRE V

Un circuit oscillant est formé d'une capacité variable sans pertes et d'une bobine d'inductance couplée faiblement avec une autre bobine traversée par un courant constant de 10mA à la fréquence de 1Mhz. Le coefficient d'induction mutuelle est de 1µH.

A la résonance obtenue avec une capacité de 50 pF, on mesure aux bornes une tension de 3,14 volts. On branche ensuite en parallèle une lame de quartz argentée sur ses 2 faces dont la fréquence de résonance est 1MHz. L'accord est obtenu avec une capacité de 49,85 pF, la tension mesurée est alors le dixième de la valeur précédente soit 0,314 volt. On demande:

a) les caractéristiques de la bobine du circuit oscillant,

b) les caractéristiques approximatives de la lame de quartz en utilisant la relation $\frac{C_1}{C} = 150$

Solution:

a) $$L = \frac{10^6\ 10^{12}}{50 \times 4\pi^2 \times 10^{12}} = 500\ \mu H$$

$$\text{f é m induite} = M\omega i = \frac{2\pi\ 10^6}{10^6 \times 10^2} = 62,8\ 10^{-3}\ \text{volt}$$

$$Q = \frac{3,14}{62,8 \times 10^{-3}} = 50$$

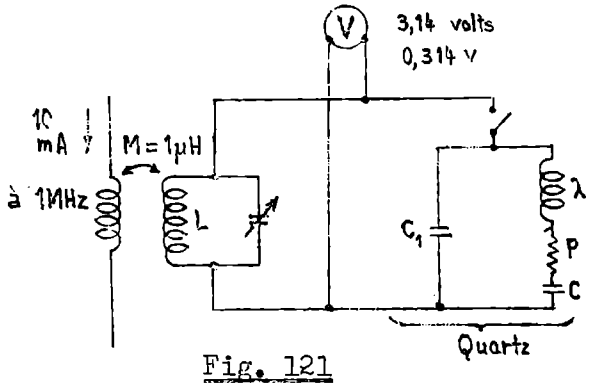


Fig. 121

b) La variation de capacité est égale à la capacité parallèle C du quartz

$$C_1 = 50 - 49,85 = 0,15\ pF$$

dont $C = \frac{0,15}{150} = 0,001\ pF$

Le coéfficient de self λ devient:

$$\lambda = \frac{1}{C\omega^2} = \frac{10^{12}}{0{,}001 \times 4\pi^2 \times 10^{12}} = 25 \text{ H}$$

La tension à la résonance étant avec le quartz le dizième de la tension aux bornes du circuit oscillant seul, l'introduction du quartz a donc réduit la surtension de 50 à 5.

La résistance équivalente à la résonance du circuit oscillant seul est:

$$\mathcal{R} = \frac{Q}{C\omega} = \frac{50 \times 10^{12}}{50 \times 2\pi\ 10^6} = 159.000\ \Omega$$

Avec le quartz la résistance équivalente devient:

$$\mathcal{R}' = \frac{\mathcal{R}}{10} = 15.900\ \Omega$$

La résistance propre du quartz est alors:

$$\rho = \frac{\mathcal{R}\mathcal{R}'}{\mathcal{R} - \mathcal{R}'} = \frac{159 \times 15{,}9}{159 - 15{,}9} = 17{,}7\ \text{K}\Omega$$

Le coefficient de surtension du quartz est:

$$Q = \frac{\lambda\omega}{\rho} = \frac{25 \times 2\pi\ 10^6}{17.700} = 8.900$$

CHAPITRE VI

CIRCUITS A CONSTANTES REPARTIES

Les circuits étudiés précédemment étaient formés d'éléments à constantes localisées disposées en circuit fermé. On rencontre également en radioélectricité des circuits quelquefois de grandes dimensions à constantes réparties, très souvent ouverts

Certains de ces circuits ont une très grande importance car ils sont à la base du rayonnement électromagnétique.

Une ligne à constantes réparties peut être assimilée à une série de tronçons infiniment petits pour lesquels on peut supposer les constantes localisées. Etudions tout d'abord certaines caractéristiques particulières des quadripoles à constantes localisées que nous pourrons par la suite étendre à des éléments infiniment petits.

6,1 CARACTERISTIQUES DE FILTRAGE DES QUADRIPOLES

6,11 Impédance caractéristique

Soit un quadripôle en T formé de deux impédances en série $\frac{Z_1}{2}$ et d'une impédance en dérivation Z_2

Calculons l'impédance apparente à l'entrée du quadripôle (bornes A.B.) on peut écrire en imaginaire:

$$Z = \frac{Z_1}{2} + \frac{1}{\frac{1}{Z_2} + \frac{1}{\frac{Z_1}{2} + Z_c}}$$

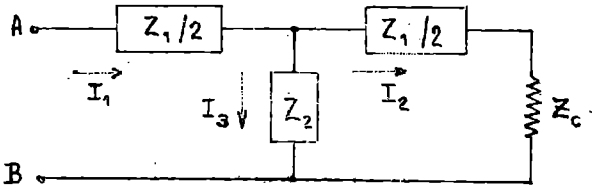


Fig. 122

Or il est possible de trouver des impédances telles que l'impédance apparente à l'entrée soit égale à l'impédance branchée à la sortie.

Cherchons les conditions qui donnent $Z = Z_c$.

on a:

$$Z_c = \frac{Z_1}{2} + \frac{1}{\frac{1}{Z_2} + \frac{1}{\frac{Z_1}{2} + Z_c}} .$$

$$Z_c = \frac{Z_1}{2} + \frac{Z_2\left(\frac{Z_1}{2} + Z_c\right)}{Z_2 + \frac{Z_1}{2} + Z_c} = \frac{Z_1}{2} + \frac{\frac{Z_1 Z_2}{2} + Z_2 Z_c}{Z_2 + \frac{Z_1}{2} + Z_c}$$

$$Z_c = \frac{\frac{Z_1 Z_2}{2} + \frac{Z_1^2}{4} + \frac{Z_1 Z_c}{2} + \frac{Z_1 Z_2}{2} + Z_2 Z_c}{Z_2 + \frac{Z_1}{2} + Z_c}$$

$$Z_2 Z_c + \frac{Z_1 Z_2}{2} + Z_c^2 = Z_1 Z_2 + \frac{Z_1^2}{4} + \frac{Z_1 Z_c}{2} + Z_2 Z_c$$

$$Z_c^2 = Z_1 Z_2 + \frac{Z_1^2}{4}$$

$$Z_c = \sqrt{Z_1 Z_2 + \frac{Z_1^2}{4}}$$

que l'on peut écrire sous la forme:

$$\boxed{Z_{c\,\text{cellule en T}} = \sqrt{Z_1 Z_2 \left(1 + \frac{Z_1}{4 Z_2}\right)}}$$

Cette valeur particulière Z_c est appelée <u>impédance caractéristique</u>, si la condition précédente est réalisée, tout se passe alors comme si la cellule n'existait pas, puisque l'on trouve la même impédance à l'entrée qu'à la sortie du quadripôle.

Si l'on branche en série plusieurs cellules identiques, la dernière étant fermée sur l'impédance caractéristique de chacune d'elles, on retrouve à l'entrée de la dernière cellule l'impédance Z_c, il en sera de même à l'entrée de l'avant-dernière et ainsi de suite jusqu'à l'entrée de la série de cellules.

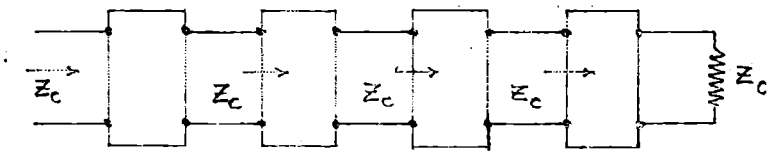


Fig. 123

Pour exprimer cette répétition de l'impédance caractéristique, on appelle également celle-ci impédance itérative.

6,12 Affaiblissement

L'affaiblissement est donné par le rapport du courant ou de la tension d'entrée sur le courant ou la tension de sortie.

L'affaiblissement en tension a la même valeur que l'affaiblissement en courant, en effet on a:

$$A = \frac{I_1}{I_2}$$

mais

$$U_1 = Z_c I_1$$
$$U_2 = Z_c I_2$$

donc

$$A = \frac{I_1}{I_2} = \frac{U_1}{U_2}$$

Calculons l'affaiblissement en courant dans une cellule en T. On a d'après la figure 122 :

$$A = \frac{I_1}{I_2} = \frac{I_2 + I_3}{I_2} = 1 + \frac{I_3}{I_2}$$

Or on peut écrire:

$$Z_2 I_3 = \left(\frac{Z_1}{2} + Z_c \right) I_2$$

d'où:

$$\frac{I_3}{I_2} = \frac{\frac{Z_1}{2} + Z_c}{Z_2} = \frac{Z_1}{2Z_2} + \frac{Z_c}{Z_2}$$

l'affaiblissement devient:

$$A = 1 + \frac{Z_1}{2Z_2} + \frac{Z_c}{Z_2}$$

mais

$$Z_c = \sqrt{Z_1 Z_2 \left(1 + \frac{Z_1}{4Z_2}\right)}$$

donc

$$\boxed{A = 1 + \frac{Z_1}{2Z_2} + \frac{1}{Z_2} \sqrt{Z_1 Z_2 \left(1 + \frac{Z_1}{4Z_2}\right)}}$$

6,13 Conditions de filtrage

Reprenons la relation donnant l'affaiblissement:

$$A = 1 + \frac{Z_1}{2Z_2} + \frac{1}{Z_2}\sqrt{Z_1 Z_2 \left(1 + \frac{Z_1}{4Z_2}\right)}$$

On constate ainsi que l'affaiblissement est égal à l'unité dans les trois cas suivants:

$$Z_1 = 0$$

$$Z_1 = \infty$$

$$\frac{Z_1}{4Z_2} = -1 \qquad Z_1 = -4Z_2$$

Cette constatation importante nous permet de déterminer les zones de filtrage, celles-ci seront les bandes de fréquences pour lesquelles:

$$-1 < \frac{Z_1}{4Z_2} < 0$$

Il faut pour cela:

a) que $4Z_2 \geqslant Z_1$

b) que les réactances soient de signe contraire.

Pour la détermination, on porte avec les mêmes échelles de fréquence et de réactance les courbes Z_1 et $-4Z_2$ en fonction de la fréquence.

Il faut remarquer que l'on porte $-4Z_2$ afin que les deux courbes puissent donner des croisements satisfaisants à la condition b.

Les zones de filtrage se situent entre les points donnant:

$$Z_1 = 0$$

et $$Z_1 = -4Z_2$$

ainsi que le montrent les parties hachurées de la fig. 124, dans un cas complexe.

Dans certains cas une limite de filtrage est donnée pour $Z_2 = \infty$.

Remarques.-

1) L'affaiblissement unité n'est obtenu dans les zones de filtrage que si les impédances Z_1 et Z_2 ne comportent pas de résistance c'est-à-dire

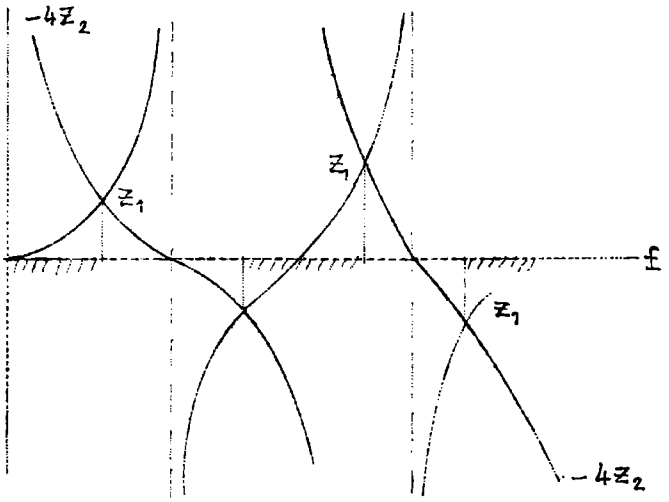


Fig. 124

si elles sont des réactances pures. En pratique il n'en est pas ainsi, les résistances tendent à donner un affaiblissement non nul en zone de filtrage et à diminuer l'affaiblissement en zone atténuée. (fig. 125).

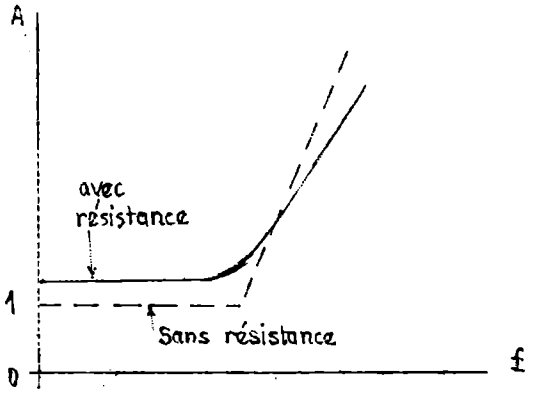


Fig. 125

Les frontières deviennent ainsi moins nettes.

2) En plaçant n cellules en série l'affaiblissement devient A^n et le filtrage est amélioré.

Ainsi les courbes de la fig. 126 montrent à titre d'exemple que la coupure à la fréquence frontière est d'autant plus nette que le nombre de cellules est élevé.

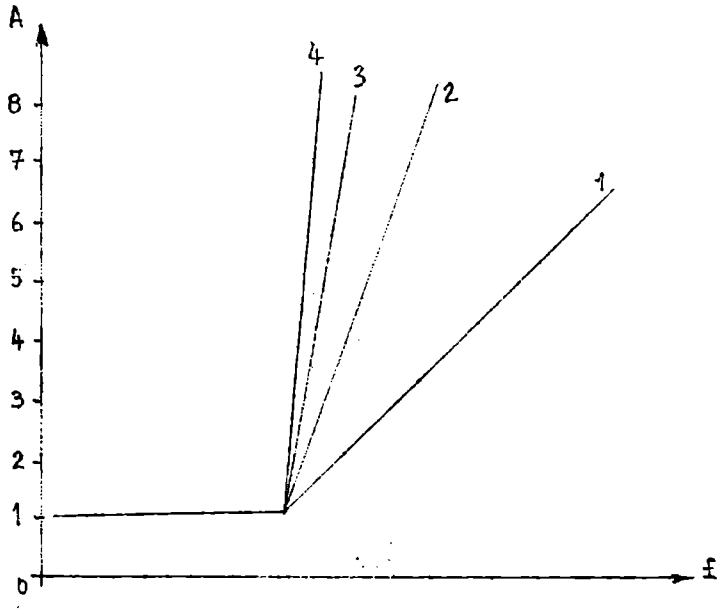


Fig. 126

3) La zone de filtrage n'est pas uniforme en raison des variations de l'impédance du filtre, pour le rendre uniforme, il faudrait que l'impédance qui charge le filtre à la sortie, varie dans les mêmes proportions, ce qui est généralement impossible. En pratique on limite les variations en choisissant convenablement la fréquence pour laquelle la condition optimum est respectée.

4) Lorsque l'impédance du filtre n'est pas égale à l'impédance extérieure, il peut se produire des réflexions vers la source.

5) Le filtre n'affaiblit pas dans la zone de filtrage mais apporte un certain déchasage.

6,14 Exemple de filtre: passe-bas

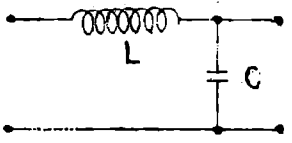


Fig. 127

Un filtre passe-bas est formé de selfs en série et de capacités en dérivation (fig.127)On a donc:

$$Z_1 = jL\Omega$$

et

$$Z_2 = -\frac{j}{C\Omega}$$

Aux fréquences basses les réactances en série sont négligeables et les réactances en dérivation sont élevées, les courants sont donc transmis par le filtre sans affaiblissement.

Aux fréquences élevées par contre, les réactances série deviennent élevées et les réactances parallèles négligeables et les courants sont éliminés. Ce raisonnement sommaire ne permet cependant pas de trouver la zone de filtrage.

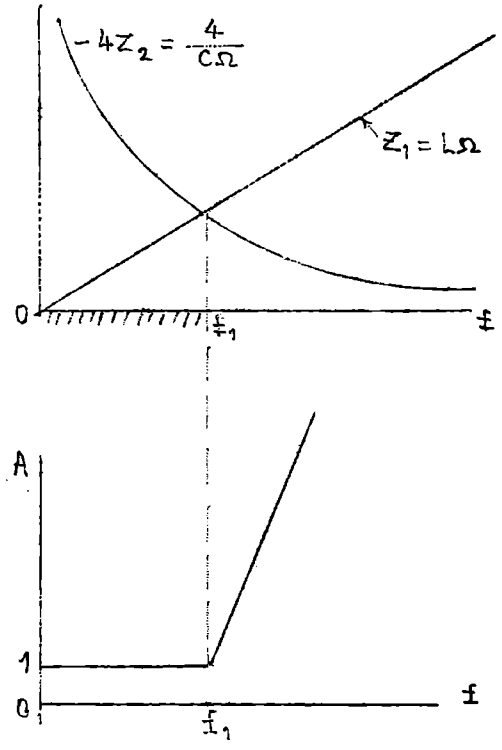


Fig. 128

Traçons pour cela les courbes de réactances

$$Z_1 \quad \text{et} \quad -4Z_2$$

La zone de filtrage est définie par:

$$Z_1 = -4Z_2 \quad \text{et} \quad Z_1 = 0$$

Le premier point nous donne une première relation:

$$2\pi f_1 L = \frac{4}{2\pi f_1 C}$$

Le deuxième point $Z_1 = 0$ peut être introduit dans

l'impédance caractéristique. Nous avons:

$$Z_c \text{ en } T = \sqrt{Z_1 Z_2 \left(1 + \frac{Z_1}{4Z_2}\right)}$$

Lorsque $Z_1 = 0$ l'impédance $Z_2 = \infty$ et l'impédance caractéristique devient dans les deux cas de structure

$$Z_c = \sqrt{Z_1 Z_2} = \sqrt{0 \times \infty}$$

l'indétermination peut être levée facilement car

$$\sqrt{Z_1 Z_2} = \sqrt{-j^2 \frac{L\Omega}{C\Omega}} = \sqrt{\frac{L}{C}} = C^{te}$$

le filtre passe-bas est donc déterminé à l'aide des deux relations:

$$\begin{cases} 2\pi f_1 L = \dfrac{4}{2\pi f_c} \\ Z_c = \sqrt{\dfrac{L}{C}} \end{cases}$$

On en tire immédiatement:

$$\boxed{L = \frac{Z_c}{\pi f_1}} \qquad \boxed{C = \frac{1}{\pi f_1 Z_c}}$$

Les terminaisons doivent être des selfs $\frac{L}{2}$ en T et des capacités $\frac{C}{2}$ en π

Fig. 129

6,2 LIGNES A CONSTANTES UNIFORMEMENT REPARTIES

Une ligne peut être constituée par un conducteur ou deux conducteurs parallèles.

Si ℓ et c sont la self et la capacité linéiques de la ligne,

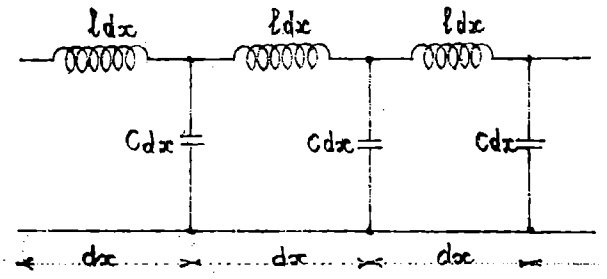


Fig. 130

on peut représenter celle-ci par une suite de tronçons infiniment petits de longueur dx ayant une self ldx en série et une capacité en dérivation. La ligne est donc assimilable à un filtre passe-bas en échelle (figure 130).

On distingue les lignes sans pertes ou à pertes négligeables comme celle qui vient d'être représentée; c'est le cas le plus général.

Les lignes avec pertes comportent des résistances en série et en parallèle (fig.131).

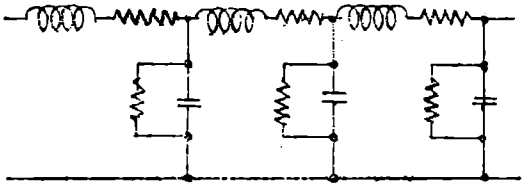


Fig. 131

Les lignes sont principalement classées en lignes infinies dans lesquelles les oscillations se propagent en ondes progressives amorties ou non et en lignes finies. Il se produit alors sur la ligne une onde progressive allant du générateur vers l'extrémité de la ligne et une onde regressive due à la réflexion en bout de ligne. Lorsque la ligne finie est chargée à son extrémité par son impédance caractéristique l'onde progressive est alors complètement absorbée par Z_c et la ligne se comporte comme une ligne infinie uniquement en onde progressive.

Avec une impédance différente de z_c il se produirait une certaine réflexion.

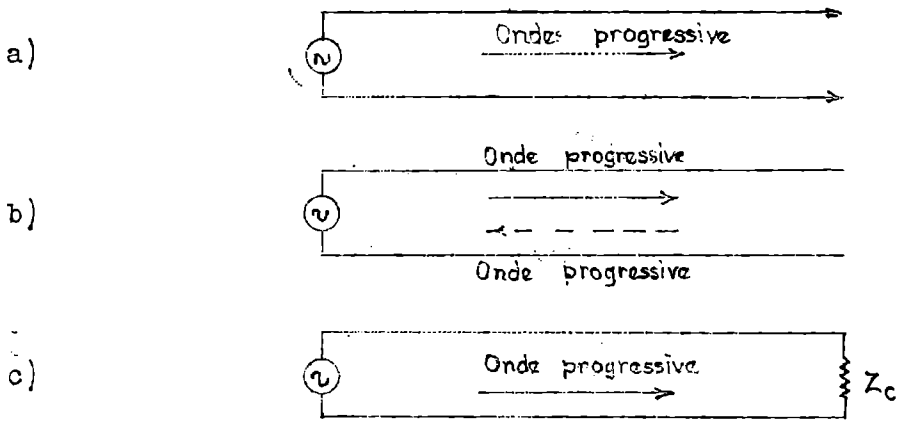


Fig. 132

6,21 Lignes infinies sans pertes

Nous considérons le cas d'une ligne infiniment longue ou d'une ligne finie chargée sur son impédance caractéristique.

6,211 Impédance caractéristique

L'impédance caractéristique peut être calculée d'après:

$$Z_c = \sqrt{Z_1 Z_2 + \frac{Z_1^2}{4}}$$

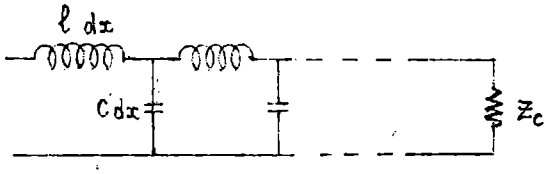


Fig. 133

Dans le cas présent nous avons:

$$Z_c = \sqrt{\frac{j\,\ell\, dx\, \omega}{j c\, dx\, \omega} + \frac{(j \ell\, dx\, \omega)^2}{4}}$$

soit:

$$Z_c = \sqrt{\frac{\ell}{C} - \frac{\ell^2 dx^2 \omega^2}{4}}$$

mais $\frac{\ell^2 dx^2 \omega^2}{4}$ est négligeable car dx est infiniment petit; on obtient enfin:

$$\boxed{Z_c = \sqrt{\frac{\ell}{C}}}$$

Si les conducteurs sont en matériaux non magnétiques placés dans l'air, on a également:

$$\boxed{Z_c = \frac{30}{C} = 30\ \ell \text{ ohms}}$$

C en U E S C G S par cm
ℓ en U E M C G S par cm

L'impédance caractéristique est une résistance pure, le courant et la tension qui se propagent sur la ligne sont donc en phase. La valeur de l'impédance est indépendante de la fréquence et de la longueur de la ligne, elle varie pratiquement de quelques dizaines à quelques centaines d'ohms.

L'impédance caractéristique dépend des dimensions et de la forme de la ligne ainsi que de la constante diélectrique. Dans le cas de lignes dans le vide ou dans l'air on a:

Fig. 134

Ligne bifilaire formée de conducteurs de rayon r à une distance d

$$Z_c = 276 \log_{10} \frac{d}{r} \text{ ohms}$$

(Z_c varie pratiquement de 350 à 800 Ω)

Ligne coaxiale formée de deux conducteurs cylindriques de diamètre D et d

$$Z_c = 138 \log_{10} \frac{D}{d} \text{ ohms}$$

(Z_c varie pratiquement de 25 à 200 Ω).

Les lignes produisent un affaiblissement. Dans le cas des lignes coaxiales l'affaiblissement est:

- fonction inverse du diamètre extérieur
- minimum lorsque $\frac{D}{d} = 3,6$ ce qui correspond à $Z_c = 77\,\Omega$
- fonction directe de $\sqrt{\text{fréquence}}$.

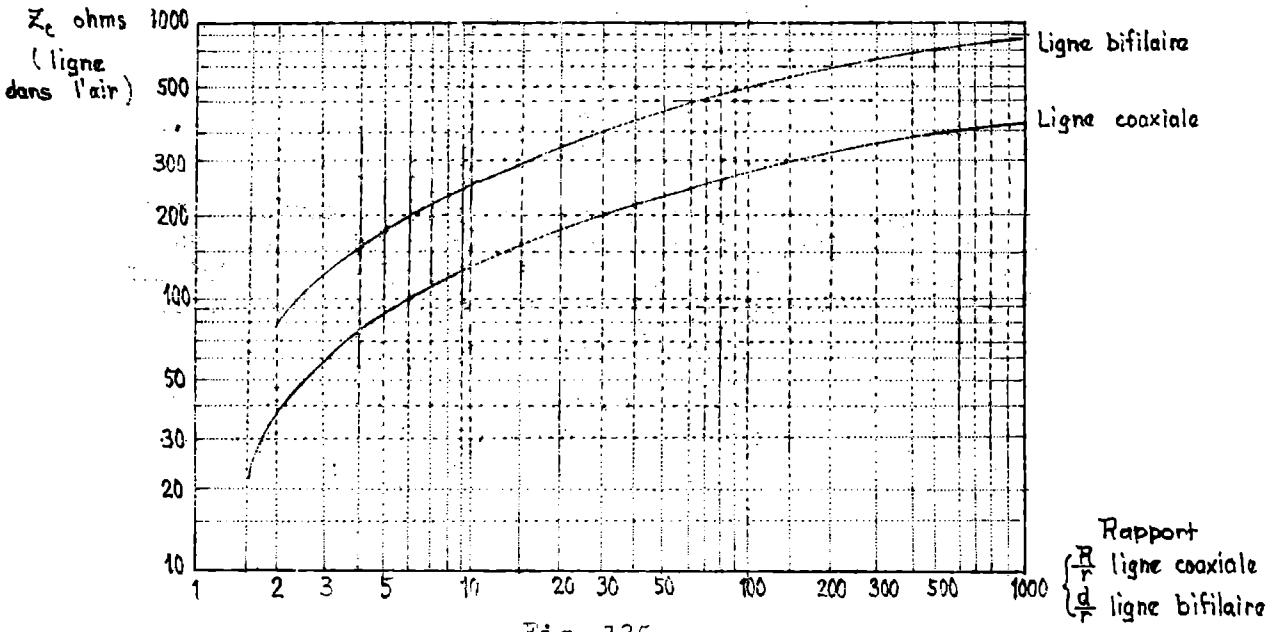


Fig. 135

Remarque: Pour une ligne bifilaire le rapport $\frac{d}{r}$ doit être supérieur à 2. Les impédances doivent donc être dans l'air, supérieure à une centaine d'ohms.

6,212 Bande passante

La fréquence frontière d'un filtre passe-bas peut être déterminée d'après la relation donnant la self:

$$L = \frac{Z_c}{\pi f_1}$$

On a:

$$f_1 = \frac{Z_c}{L\pi}$$

soit ici:

$$f_1 = \frac{\sqrt{\frac{\ell dx}{c dx}}}{\ell dx\, \pi} = \frac{\sqrt{\ell dx}}{\pi \ell dx \sqrt{c dx}} = \frac{1}{\pi \sqrt{\ell dx\, c dx}}$$

$$f_1 = \frac{1}{\pi \sqrt{\ell c\, dx^2}}$$

Mais dx est infiniment petit et dx^2 tend vers zéro donc f_1 tend vers l'infini et ainsi la ligne transmet uniformément toutes les fréquences.

Remarque.-

Les lignes téléphoniques ont cependant une fréquence de coupure aux environs de 2.500 hz. Cette fréquence limite est due à des circuits à constantes localisées (bobines Pupin) intercalées de place en place dans la ligne et destinés à améliorer les caractéristiques de la ligne dans la bande de fréquences utiles.

6,213 Régime progressif - Vitesse de propagation.

Etudions maintenant le régime d'ondes progressives le long de la ligne.

Si l'on branche une source à courant continu à l'entrée, la mise sous tension se fait progressivement (fig.136).

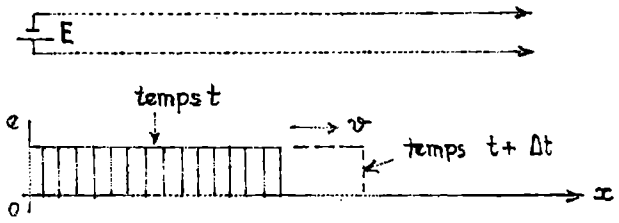


Fig. 136

Le courant débité est: $I = \frac{E}{Z_c}$ il correspond au courant de charge de la capacité de la ligne.

Si l'on branche une source de tension:

$$e = E \sin \omega t$$

un état électrique déterminé se propage de la même façon, comme l'état électrique aux bornes du générateur suit une loi sinusoïdale et que la propagation se fait à vitesse constante, on peut représenter les états électriques le long de la ligne à un instant déterminé par une sinusoïde. Cette sinusoïde semble glisser sur la ligne en fonction du temps. On définit alors la longueur d'onde par la distance parcourue pendant une période. On a ainsi $\lambda = v T$

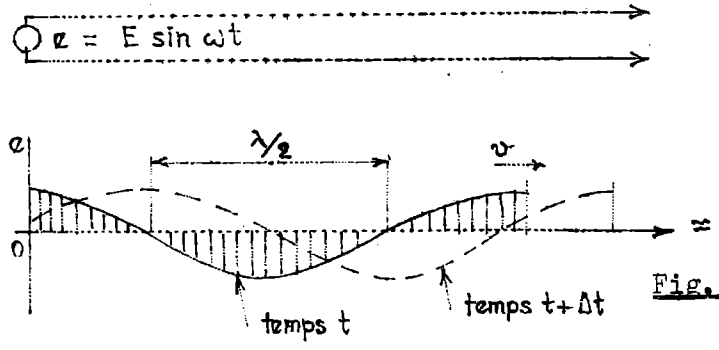


Fig. 137

Pour calculer la vitesse de propagation considérons un élément de ligne très petit dx.

Sur une distance λ le déphasage est 2π sur une distance dx on a:

$$d\alpha = 2\pi \frac{dx}{\lambda}$$

mais

$$\lambda = \frac{v}{f}$$

donc

$$d\alpha = \frac{2\pi f}{v} dx = \frac{\omega}{v} dx$$

Calculons le déphasage à l'aide de la formule d'affaiblissement du filtre élémentaire.

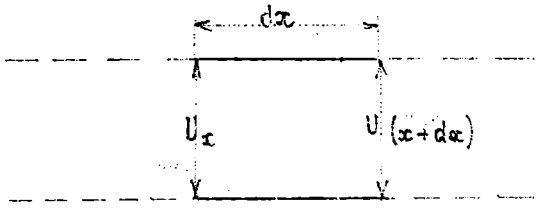


Fig. 138

On a:

$$A = \frac{U_x}{U_{(x+dx)}} = 1 + \frac{Z_1}{2Z_2} + \frac{Z_c}{Z_2}$$

soit dans le cas présent:

$$A = 1 + \frac{j\ell\, dx\, \omega}{2\, jc\, dx\, \omega} + \frac{\sqrt{\frac{\ell}{c}}}{jc\, dx\, \omega} = 1 - \frac{\ell c\, dx^2 \omega^2}{2} + jc\, dx\, \omega \sqrt{\frac{\ell}{c}}$$

l'expression comporte une partie imaginaire : $c\,dx\,\omega\sqrt{\frac{\ell}{c}}$ et une partie réelle $1 - \frac{\ell c\, dx^2 \omega^2}{2}$

Le module de l'affaiblissement est très peu différent de 1 en raison des très faibles valeurs de dx et de dx^2 mais il se produit entre l'entrée et la sortie du tronçon dx un déphasage que l'on peut déterminer par:

$$tg\, d\alpha = \frac{c\, dx\, \omega \sqrt{\frac{\ell}{c}}}{1 - \frac{\ell c\, dx^2 \omega^2}{2}}$$

Nous pouvons encore négliger le terme comportant dx à la puissance seconde, le dénominateur est donc égal à 1, d'autre part

l'angle $d\alpha$ est très petit et l'on peut le confondre avec sa tangente, on a en définitive:

$$d\alpha = c\,dx\ \omega\sqrt{\frac{\ell}{c}}$$

Egalons cette expression avec celle trouvée précédemment, on obtient:

$$c\,dx\ \omega\sqrt{\frac{\ell}{c}} = \frac{\omega}{v}\,dx$$

d'où l'on tire la vitesse de propagation:

$$v = \frac{1}{c\sqrt{\frac{\ell}{c}}} = \boxed{\frac{1}{\sqrt{\ell c}}}$$

La vitesse de propagation ne dépend donc que des caractéristiques linéiques de la ligne. Ces caractéristiques ne sont pas indépendantes l'une de l'autre car si par exemple on écarte les deux fils d'une ligne la self l augmente et la capacité diminue. Pratiquement on trouve que le produit:

$$l\ c = \text{Cte.}$$

Dans le vide la vitesse de propagation est égale à celle de la lumière. Si la ligne est dans un milieu de pouvoir inducteur spécifique ε au lieu de ε_0 dans le vide, la self ne change pas mais la capacité devient $c\,\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}$ et la vitesse:

$$v = \frac{v_0}{\sqrt{\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}}}$$

comme dans le vide $\varepsilon_0 = 1$ on a:

$$v = \frac{v_0}{\sqrt{\varepsilon}}$$

par exemple pour une ligne isolée au caoutchouc ε est environ 4 et la vitesse est approximativement la moitié de la vitesse de la lumière.

6,214 Déphasage.

Reprenons l'expression du déphasage pour un élément dx:

$$d\alpha = \frac{\omega}{v}\,dx$$

v est constante, ainsi le retard apporté par la ligne est proportionnel à la fréquence.

Pour une longueur de ligne x le déphasage est:

$$\Delta\varphi = \frac{\omega x}{v} = \frac{2\pi x}{\lambda}$$

en appelant $\beta = \frac{2\pi}{\lambda}$ "la constante de phase"

c'est-à-dire le déphasage par unité de longueur, on a:

$$\boxed{\Delta\varphi = \beta x}$$

6,22 Lignes infinies avec pertes

La présence de résistances linéiques en série et en dérivation complique beaucoup le problème. Soit une ligne de résistance série linéique r, de self série linéique ℓ, de capacité parallèle linéique c, de conductance parallèle linéique g.

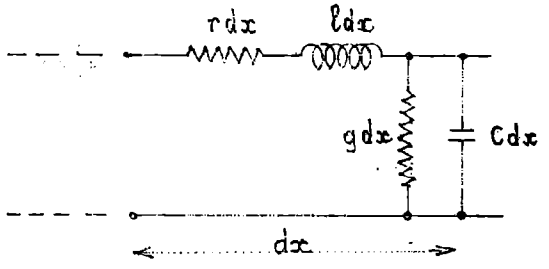


Fig. 139

Pour un élément dx nous avons:
une impédance complexe série $Z_1 = (R + jL\omega)\,dx$
une impédance complexe parallèle

$$Z_2 = \frac{1}{(g + jC\omega)}\,dx$$

Nous appellerons par la suite:

$z = r + j\ell\omega$ l'impédance série linéique
et $y = g + jC\omega$ l'admittance parallèle linéique.

6,221 Impédance caractéristique.

Appliquons la relation:

$$Z_c = \sqrt{Z_1 Z_2 + \frac{Z_1^2}{4}}$$

Comme dans le cas précédent le terme $Z_1^2/4$ peut être négligé car il comporte dx à la puissance seconde. On a donc:

$$Z = \sqrt{\frac{r + j\ell\omega}{g + jC\omega}} = \sqrt{\frac{z}{y}}$$

On voit ainsi que l'impédance caractéristique n'est plus une

résistance pure, de plus elle varie avec la fréquence. Cependant lorsque la fréquence devient très élevée, les caractéristiques de la ligne tendent vers celles d'une ligne sans perte (r et g négligeables respectivement devant $\ell\omega$ et $C\omega$).

6,222 Régime progressif

L'affaiblissement produit par la ligne peut se calculer d'après:

$$A = 1 + \frac{Z_1}{2Z_2} + \frac{Z_c}{Z_2}$$

Pour un élément dx on a:

$$A_{dx} = 1 + \frac{Z\,y\,dx^2}{2} + y\,dx\sqrt{\frac{Z}{y}}$$

soit:

$$A_{dx} \# 1 + y\,dx\sqrt{\frac{Z}{y}} = 1 + dx\sqrt{zy}$$

L'affaiblissement pour une ligne de longueur x c'est-à-dire pour $\frac{x}{dx}$ éléments est:

$$A_x = (1 + dx\sqrt{zy})^{x/dx}$$

Transformons cette expression, on peut écrire:

$$A_x = (1 + dx\sqrt{zy})^{\frac{x\sqrt{zy}}{dx\sqrt{zy}}}$$

soit:

$$A_x = \left[(1 + dx\sqrt{zy})^{\frac{1}{dx\sqrt{zy}}} \right]^{x\sqrt{zy}}$$

Le terme entre crochets est de la forme $(1 + m)^{1/m}$ avec m infiniment petit; il est égal à e:

L'affaiblissement devient: $A_x = e^{x\sqrt{zy}}$

En appelant: $\gamma = \sqrt{zy}$ "la constante de propagation"

on a: $A_x = e^{\gamma x}$

En remplaçant z et y par leur valeur on a:

$$\gamma = \sqrt{(r + j\ell\omega)(g + jC\omega)}$$

expression qui peut se mettre sous la forme:

$$\boxed{\gamma = \alpha + j\beta}$$

α étant la "constante affaiblissement"
β étant la "constante de phase"

soient U_0 et U_x les tensions mesurées à l'entrée et à la sortie d'un segment de longueur x d'une ligne infinie:

$$U_x = \frac{U_0}{e^{\gamma x}} = U_0 \, e^{-\gamma x}$$

d'où l'on tire la tension à la distance x de l'origine:

$$U_x = \frac{U_0}{e^{\gamma x}} = U_0 \, e^{-\gamma x}$$

On aurait de même pour le courant:

$$I_x = \frac{U_0}{Z_c} \, e^{-\gamma x}$$

La propagation le long de la ligne se fait avec un affaiblissement exponentiel accompagné d'une rotation de phase.

En utilisant une méthode semblable à celle que nous avons utilisée pour les lignes sans pertes, on démontrerait que sur une ligne avec pertes la vitesse de propagation est plus faible que sans pertes et qu'elle varie avec la fréquence.

6,23 Lignes finies.

Dans le cas de lignes de dimensions mesurables ouvertes ou chargées par une impédance différente de l'impédance caractéristique, le problème se complique d'une réflexion à l'extrémité de la ligne faisant apparaître une onde régressive.

6,231 Réflexion en bout de ligne.

Nous savons qu'il n'y a pas en réalité de circulation d'électrons sur la ligne, mais propagation d'un mouvement vibratoire qui peut se représenter en chaque point par un état de potentiel et de courant.

Supposons tout d'abord que la ligne est ouverte. Du générateur par une onde progressive allant vers l'extrémité de la ligne, les différentes valeurs de potentiels arrivant successivement en bout de ligne retournent en ondes régressives vers le générateur tout comme le ferait un générateur fictif, ayant par rapport au générateur principal un déphasage correspondant au temps de propagation sur la ligne. Ainsi les potentiels ne changent pas de signe à la réflexion et on obtient graphiquement l'onde régressive par un repliement de la courbe d'onde progressive prolongée (fig.140).

Pour le courant il en est autrement et le mouvement vibratoire, donc le sens du courant ne peut que s'inverser en bout de ligne pour donner lieu à l'onde régressive (figure 141). Il ne peut en effet y avoir d'accumulation de charges en bout de ligne.

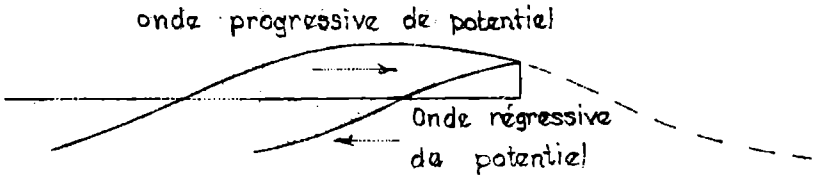


Fig. 140

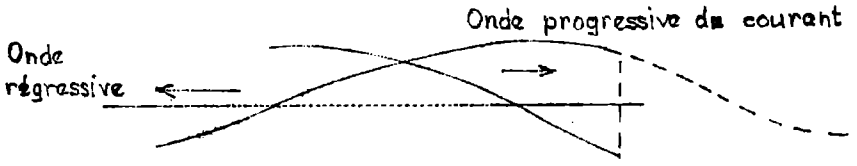


Fig. 141

Pour obtenir graphiquement l'onde régressive il faut prendre le symétrique de la courbe obtenue avec la méthode précédente.

La ligne est alors le siège d'un régime stationnaire pur.

Si la ligne est fermée sur une réactance pure toute l'énergie arrivant en bout de ligne est réfléchie. Le régime est toujours stationnaire.

Lorsque la ligne est fermée sur une impédance $Z_s = R_s + jX_s$ une partie de l'énergie est dissipée dans la résistance et l'onde régressive a une amplitude plus faible que l'onde progressive. La ligne est le siège d'un régime pseudo-stationnaire.

6,232 Impédance sur la ligne

Considérons un point de la ligne à une distance x de l'extrémité de la ligne.

On trouve en ce point:

- une onde progressive $Ae^{\gamma x}$ croissant exponentiellement dans le sens de x positif.
- une onde régressive $Be^{-\gamma x}$ s'affaiblissant exponentiellement dans le sens de x positif.

On peut écrire:

$$U_x = Ae^{\gamma x} + Be^{-\gamma x}$$

$$I_x = \frac{Ae^{\gamma x}}{Z_c} - \frac{Be^{-\gamma x}}{Z_c}$$

Le signe - dans l'expression de I représente l'inversion de phase du courant en bout de ligne.

A et B représentent les tensions des deux ondes en bout de ligne.

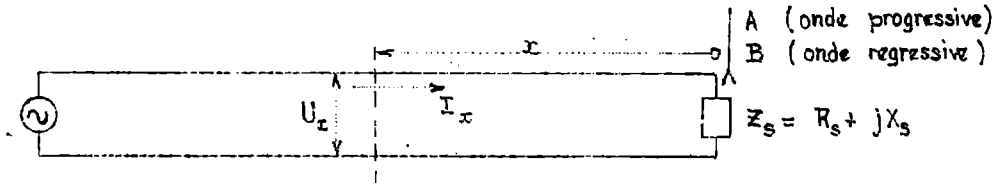


Fig. 142

Supposons la ligne chargée par une impédance:

$$Z_s = R_s + jX_s$$

L'impédance apparente au point x est:

$$Z_x = \frac{U_x}{I_x} = Z_c \frac{Ae^{\gamma x} + Be^{-\gamma x}}{Ae^{\gamma x} - Be^{-\gamma x}} \qquad (1)$$

En bout de ligne on a:

$$U_s = A + B$$

$$I_s = \frac{A}{Z_c} - \frac{B}{Z_c}$$

$$\text{et} \qquad Z_s = Z_c \frac{A+B}{A-B} \qquad (2)$$

6,233 Taux de réflexion - Diagramme de Smith.

Le calcul des lignes a été considérablement simplifié par une méthode graphique basée sur le diagramme de Smith. La ligne est

supposée à pertes négligeables. Dans cette méthode on utilise la notion de taux de réflexion. C'est le rapport de la tension régressive à la tension progressive en un point déterminé.

En bout de ligne on a:

$$\boxed{T = \frac{B}{A}}$$

Expression qui peut être transformée à l'aide de la relation (2) précédente:

$$T = \frac{Z_s - Z_c}{Z_s + Z_c}$$

Ainsi T est égal à 1 pour $Z_s = \infty$

et $Z_s = 0$

lorsque T = 0 la ligne fonctionne en régime progressif. $Z_s = Z_c$

En une distance x de l'extrémité le taux de réflexion est:

$$T_x = \frac{B\, e^{-\gamma x}}{A\, e^{\gamma x}} = T_s\, e^{-2\gamma x}$$

Dans le cas d'une ligne à pertes négligeables la constante de propagation:

$$\gamma = j\,\beta = j\,\frac{2\pi}{\lambda}$$

ne comporte que la constante de phase. Ainsi le taux de réflexion peut être représenté par un vecteur constant faisant un angle $-2\beta x$ avec une direction origine. (fig. 143).

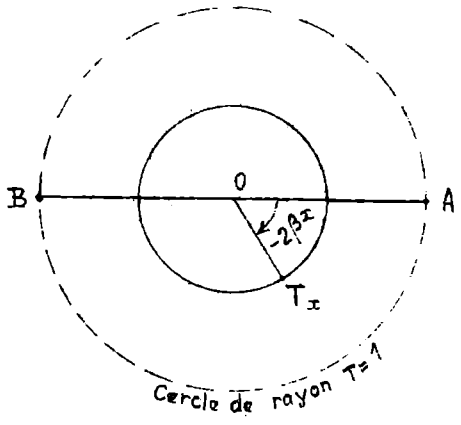


Fig. 143

Remarques:

1) Comme $-2\beta_x = -\frac{4\pi x}{\lambda}$ le vecteur fait un tour complet pour un déplacement de $\lambda/2$ sur la ligne.

2) Une progression de l'extrémité de la ligne vers le générateur correspond à une rotation du vecteur T. dans le sens des aiguilles d'une montre.

3) Pour une ligne ouverte le vecteur origine est OA
Pour une ligne en court-circuit le vecteur origine est OB
Pour T complexe le vecteur origine dépend de l'impédance de fermeture.

Reprenons l'espression de l'impédance en un point de la ligne

$$Z_x = R_x + j X_x = Z_c \frac{A e^{\gamma x} + B e^{-\gamma x}}{A e^{\gamma x} - B e^{-\gamma x}}$$

de l'expression du taux au point x on tire

$$B e^{-\gamma x} = T_x A e^{\gamma x}$$

ce qui donne:

$$R_x + j X_x = Z_c \frac{1 + T_x}{1 - T_x}$$

On appelle alors <u>impédance réduite</u> au point x

$$\frac{R_x}{Z_x} + j \frac{X_x}{Z_x} = \frac{1 + T_x}{1 - T_x}$$

l'extrémité du vecteur T passe par deux courbes correspondant à la résistance et à la réactance réduite au point considéré.

On démontre géométriquement que les lieux des points à R et X constants sont deux cercles tangents au point A, l'un au cercle de rayon unité, l'autre à la droite OA (fig.144). En dessous de OA la réactance est négative, au-dessus elle est positive.

Le point A correspond à

$$X \text{ et } R = \infty$$

Le point B à X et R = 0

Remarque:

a) Le diagramme de cercles donne également l'admittance d'une impédance donnée. Il suffit de prendre le symétrique du point Z par rapport au centre O.

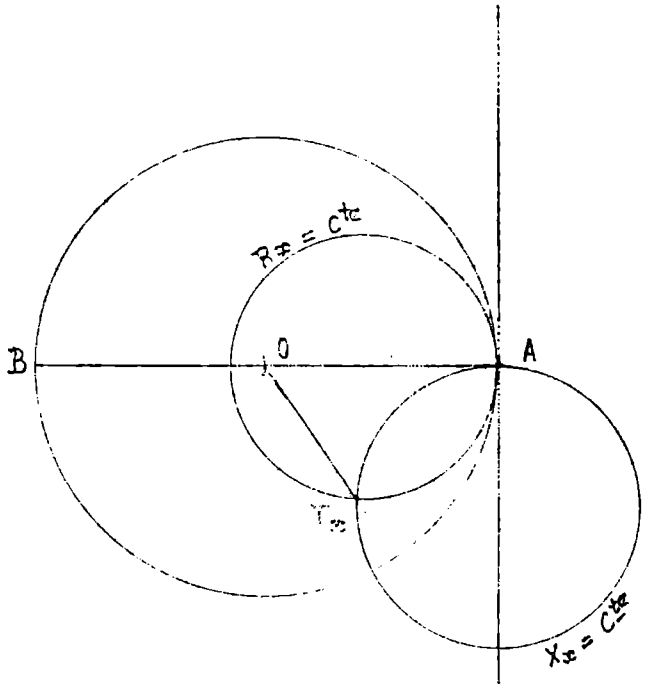


Fig. 144

b) Le taux de réflexion est calculé en pratique à partir du taux d'ondes stationnaires pouvant être mesuré. Nous le définirons ultérieurement.

6,24 Régime stationnaire pur

Lorsqu'une ligne sans pertes est ouverte, en court-circuit ou fermée sur une réactance pure, les ondes progressives et régressives ont même amplitude. En certains points de la ligne elles s'ajoutent en donnant des ventres, en d'autres elles se neutralisent en donnant des noeuds.

Les noeuds et les ventres sont répartis tous les $\lambda/4$ comme nous allons le montrer graphiquement.

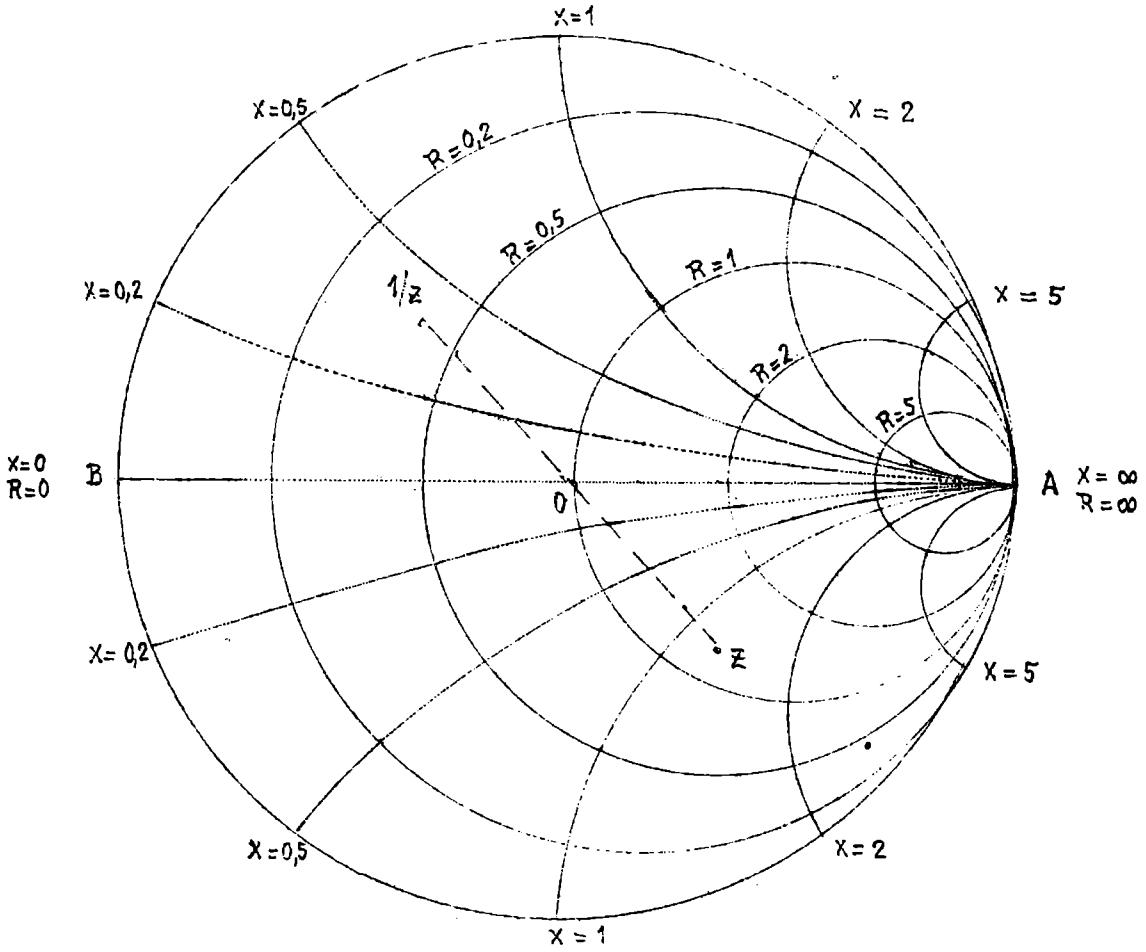


Fig. 145

6,241 Cas d'une ligne ouverte.

Supposons tout d'abord une ligne ouverte. En application des principes de réflexion, ont été représentés sur la figure 146 les états électriques de potentiel et de courant à l'extrémité de la ligne tous les 1/8 de période et pendant une période. En trait gras, est représentée l'onde résultante.

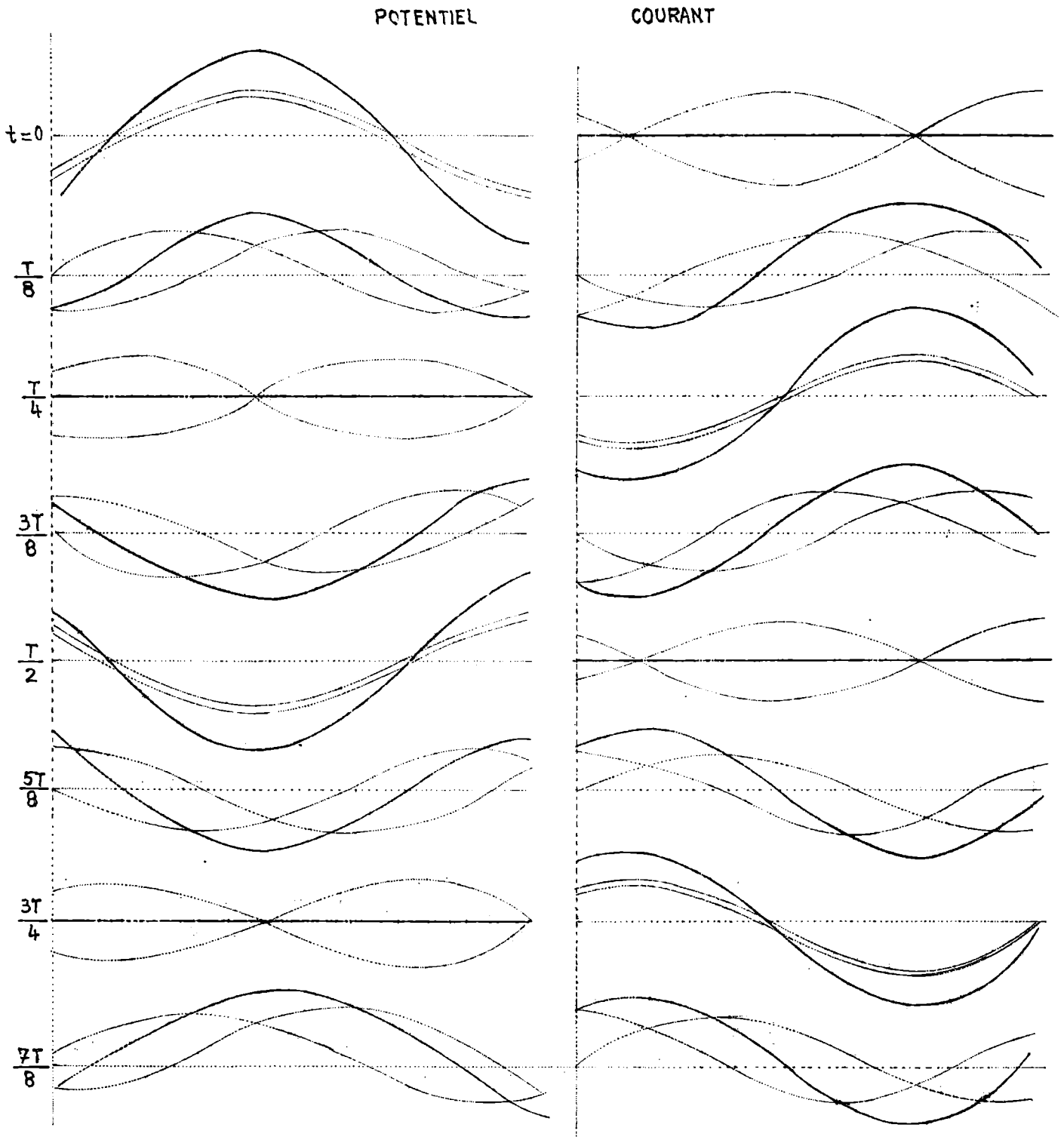


Fig. 146

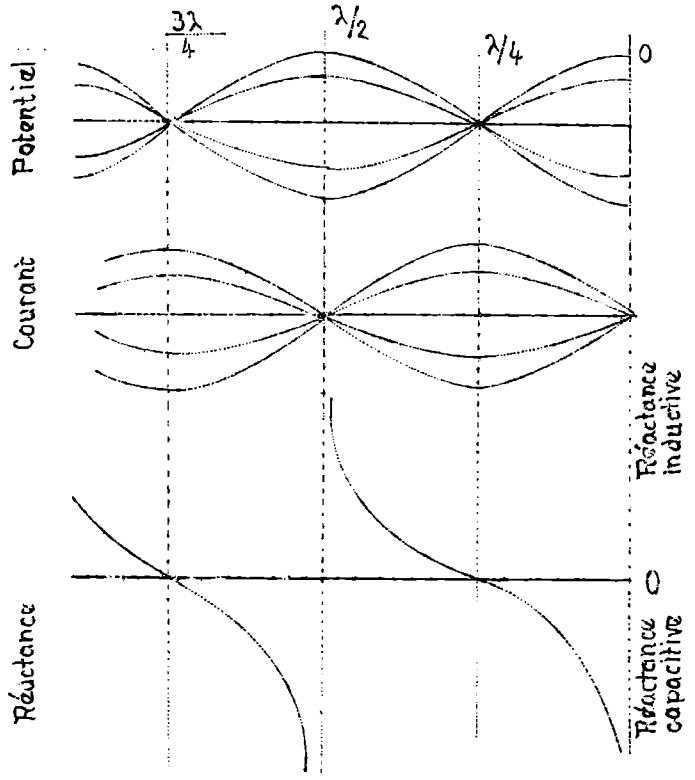


Fig. 147

On constate ainsi que le résume la figure 147 :

1°) En bout de ligne un ventre de potentiel un noeud de courant ce qui correspond à une impédance apparente infinie.

2°) A une distance égale à un nombre impair de quart d'onde, un noeud de potentiel et un ventre de courant ce qui donne une impédance apparente nulle. On constate ainsi que pour les lignes quart d'onde il y a une inversion d'impédance entre l'entrée et la sortie de la ligne.

3°) A une distance égale à un nombre pair de quart d'onde, un ventre de potentiel et un noeud de courant ce qui donne comme en bout de ligne une impédance apparente infinie, ainsi pour les lignes demi-onde l'impédance est la même à l'entrée et la sortie. A des distances intermédiaires la ligne présente des caractéristiques réactives. Le diagramme de Smith montre que, en partant du bout de ligne, la réactance est tout d'abord négative puis après $\lambda/4$ devient positive.

Ainsi :

- une onde quart d'onde raccourcie est capacitive
- une ligne quart d'onde allongée est inductive
- une ligne demi-onde raccourcie est inductive
- une ligne demi-onde allongée est capacitive.

6,242 Cas d'une ligne en court circuit.

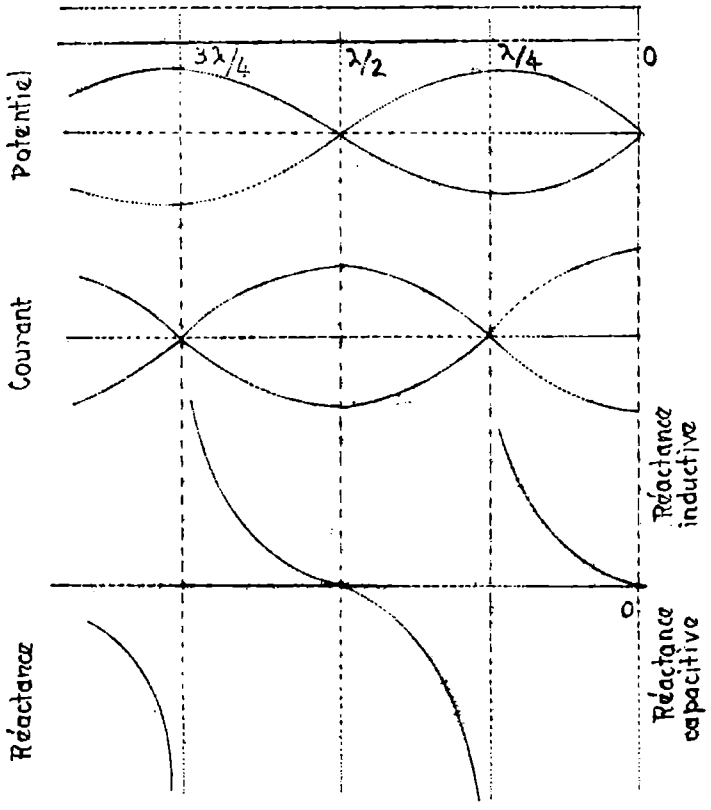


Fig. 148

Si la ligne est court-circuitée à l'extrémité, on a en ce point une tension nulle et un courant maximum. La fig. 148 donne les variations de l'impédance le long de la ligne.

En bout de ligne Z = 0:

- à une distance égale à un nombre impair de quart d'onde: $Z = \infty$
il y a ainsi inversion d'impédance pour les lignes quart d'onde.

- à une distance égale à un nombre pair de quart d'onde: $Z = 0$

L'étude de la variation de l'impédance se fait en partant du point B sur le diagramme de Smith.

6,243 Cas d'une ligne fermée sur une réactance pure.

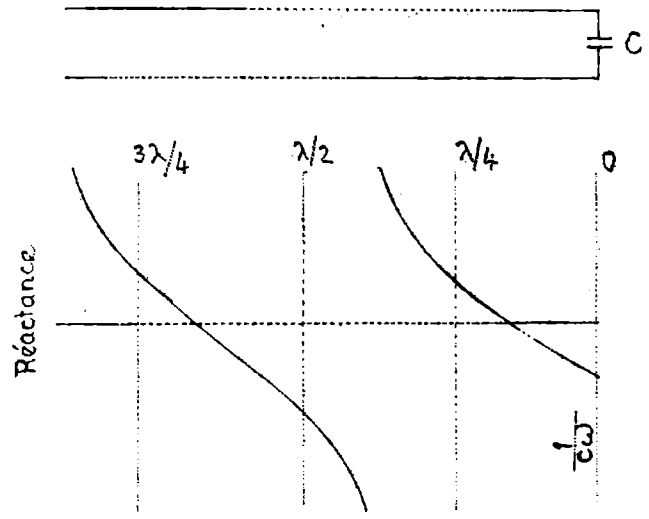


Fig. 149

Supposons la ligne fermée sur une capacité pure. La capacité représente une portion de ligne ouverte donnant la même réactance.

L'étude de la variation d'impédance le long de la ligne se fait en partant d'un point du diagramme correspondant à la réactance de capacité réduite $-\frac{1}{C\omega Z_c}$

La ligne est encore le siège d'un régime stationnaire mais les noeuds et les ventres ne se produisent pas pour les lignes quart d'onde ou demi-onde sauf cependant dans le cas d'une faible réactance capacitive de fermeture, la ligne fonctionnant alors comme une ligne en contre-circuit (le point de départ sur le diagramme passe progressivement de A ou B lorsque la réactance de capacité varie de ∞ à 0).

Supposons maintenant que la ligne soit fermée sur une inductance pure.

La ligne est équivalente à une ligne court-circuitée plus longue.

L'inductance représente une portion de ligne comprimée.

Le point de départ sur le diagramme Smith se trouve en avant du point B avec une réactance réduite $\frac{L\omega}{Z_c}$

Lorsque la réactance de self est élevée la ligne fonctionne comme une ligne ouverte (le point de départ passe progressivement de B en A lorsque la réactance de self varie de 0 à ∞).

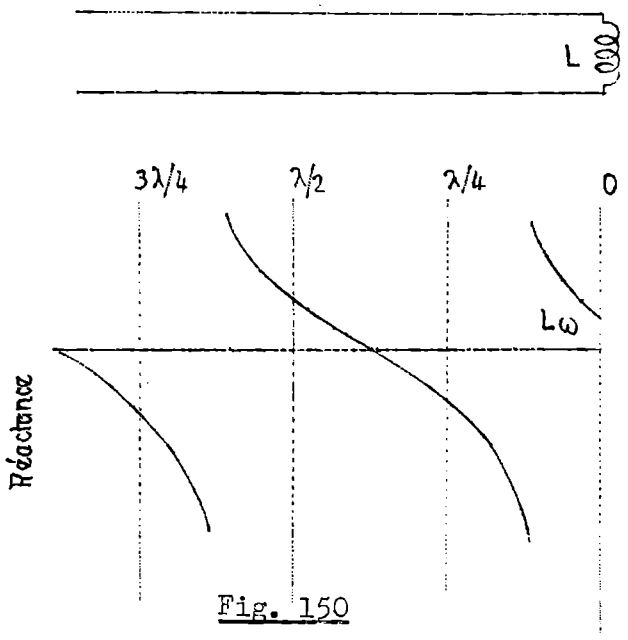


Fig. 150

6,25 Régime Pseudo-Stationnaire.

Lorsque une ligne est chargée sur une impédance autre que son impédance caractéristique, elle est le siège d'un régime pseudo-stationnaire.

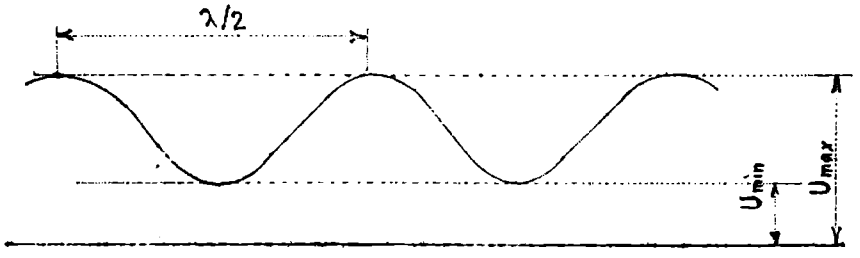


Fig. 151

Dans ce cas l'impédance terminale absorbe une partie de l'énergie et l'onde progressive a une plus faible amplitude que l'onde progressive. On peut vérifier la présence de maxima et de minima non nuls.

Supposons une ligne à pertes négligeables. Le maxima de tension sur la ligne est la somme des amplitudes de tension progressive et régressive:

$$U_{max} = A + B$$

Les minima représentent la différence des amplitudes des deux ondes:

$$U_{min} = A - B \text{ puisque } A > B$$

Ces tensions pouvant être mesurées sur la ligne permettent de calculer un taux d'ondes stationnaires:

$$\rho = \frac{U_{max}}{U_{min}} = \frac{A+B}{A-B}$$

En divisant numérateur et dénominateur par A

$$\rho = \frac{1 + \frac{B}{A}}{1 - \frac{B}{A}} = \frac{1+T}{1-T}$$

T étant le taux de réflexion

On en tire:

$$T = \frac{\rho - 1}{\rho + 1}$$

Le taux de réflexion peut ainsi être déterminé par une mesure du taux d'ondes stationnaires.

Le point de départ sur le diagramme de Smith est donné par l'impédance de fermeture réduite z_s/z_c. Si l'on parcourt une distance égale à un nombre impair de quart d'onde (un demi-tour sur le diagramme) on obtient une impédance Z_e dont la valeur réduite est égale à l'admittance de l'impédance de fermeture réduite on a:

$$\frac{Z_e}{Z_c} = \frac{1}{z_s/z_c} = \frac{Z_c}{Z_s}$$

d'où:

$$Z_e = \frac{Z_c^2}{Z_s}$$

On vérifie ainsi la propriété d'inversion d'impédance des lignes quart d'onde.

Si l'on parcourt une distance égale à un nombre pair de quart d'onde (un tour sur le diagramme) on obtient une impédance égale à l'impédance de fermeture.

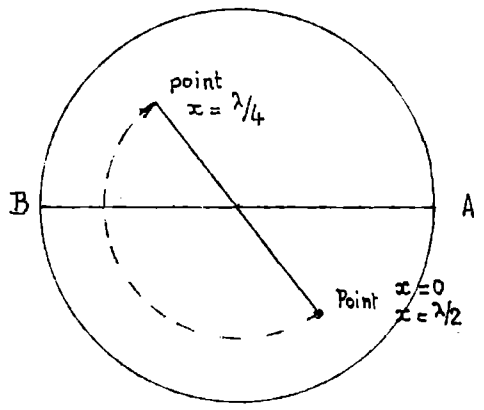


Fig. 152

6,26 Adaptations d'impédances par ligne.

Les lignes permettent d'adapter les impédances. On distingue deux solutions.

Adaptation par ligne quart d'onde.

Soit à obtenir une impédance Z, entre deux bornes A et B le circuit d'utilisation présentant une impédance Z_2. Une ligne quart

d'onde interposée (fig. 153) nous permet d'écrire:

$$\frac{Z_2}{Z_c} = \frac{Z_c}{Z_1}$$

donc avec $Z_c = \sqrt{Z_1 Z_2}$. l'adaptation est correcte.

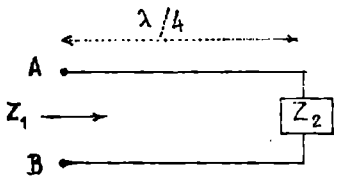


Fig.153

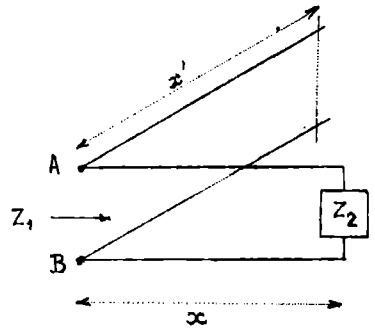


Fig. 154

Adaptation par boucle

En AB sont branchées en parallèle deux lignes de longueur variable. L'une chargée par Z_2 l'autre ouverte ou en court-circuit. Fig. 154.

Soit Z_1 , l'impédance que l'on désire entre A et B. Le diagramme de Smith permet de déterminer les longueurs x et x' des deux lignes donnant entre A et B des admittances A_1 et A_2 telles que:

$$A_1 + A_2 = \frac{1}{Z_1}$$

Les deux tronçons de ligne fonctionnent en régime stationnaire.

6,3 EXERCICES SUR LE CHAPITRE VI

Exercice 1

On applique une f.é.m. de 1 volt avec la fréquence 50 KHz à l'entrée d'une ligne de 10 km de longueur, réalisée avec 2 conducteurs de 15/10 de diamètre placés à une distance de 11 cm dans l'air. On demande les courbes de répartition de potentiel et de déphasage sur la ligne lorsque les conducteurs sont en cuivre ou en laiton et dans les 2 cas suivants:

a) ligne bouclée sur son impédance caractéristique
b) ligne ouverte.

On donne les caractéristiques linéiques de cette ligne à la fréquence d'utilisation.

R = 12,5 Ω /km pour le cuivre
R = 62,5 Ω /km pour le laiton
L = 2 mH/km
C = 5.500 pf/km

Solution:

Calculons tout d'abord les caractéristiques de la ligne. L'impédance caractéristique est: $Z_c = \sqrt{\frac{R + jL\omega}{G + jC\omega}}$

la constante de propagation est:

$$\gamma = \sqrt{(R + jL\omega)(G + jC\omega)}$$

Lorsque $L\omega$ est nettement plus grand que R et $C\omega \gg G$ les formules se simplifient. On démontre que:

$$Z_c \# \sqrt{\frac{L}{C}}$$

avec { la constante d'affaiblissement $\alpha \# \frac{R}{2}\sqrt{\frac{C}{L}} + \frac{G}{2}\sqrt{\frac{L}{C}}$
la constante de phase $\beta \# \omega\sqrt{LC}$

Or, dans le cas présent:

$$L\omega = \frac{2 \times 2\pi\ 50\ 10^3}{10^3} = 628\ \Omega/\text{km}$$

$$C\omega = \frac{5500 \times 2\pi\ 50\ 10^3}{10^{12}} = 1{,}7\ 10^{-3}\ \text{mho/km}$$

Les formules simplifiées sont applicables et:

$$Z_c \# \sqrt{\frac{2\ 10^{12}}{10^3\ 5500}} = 600\,\Omega$$

$$\alpha = \frac{12{,}5}{2}\sqrt{\frac{5500 . 10^3}{2 . 10^{12}}} = 0{,}0104 \text{ pour la ligne en cuivre}$$

$$\alpha = \frac{62{,}5}{2}\sqrt{\frac{5500 . 10^3}{2 . 10^{12}}} = 0{,}0520 \text{ pour la ligne en laiton}$$

$$\beta = 2\pi\ 50\ 10^3\sqrt{\frac{2 \times 5500}{10^3 . 10^{12}}} = 1{,}04$$

la constante de propagation devient:

$\gamma = 0{,}010 + j\,1{,}04$ pour la ligne en cuivre
$\gamma = 0{,}052 + j\,1{,}04$ pour la ligne en laiton.

a) Cas de la ligne bouclée sur 600 Ω .

La ligne fonctionne en ondes progressives.
A une distance x de la source la tension est:

$$V_x = V_0\, e^{-\gamma x} = V_0\, e^{-\alpha x}\, e^{-j\beta x}$$

expression que l'on peut mettre sous la forme trigonométrique:

$$V_x = V_0\, e^{-\alpha x} \left(\cos \beta x - j \sin \beta x \right)$$

Lorsque $\beta x = 0 \;,\; \pi \;,\; 2\pi \;,\; 3\pi$

$\cos \beta x = 1$ et $\sin \beta x = 0$

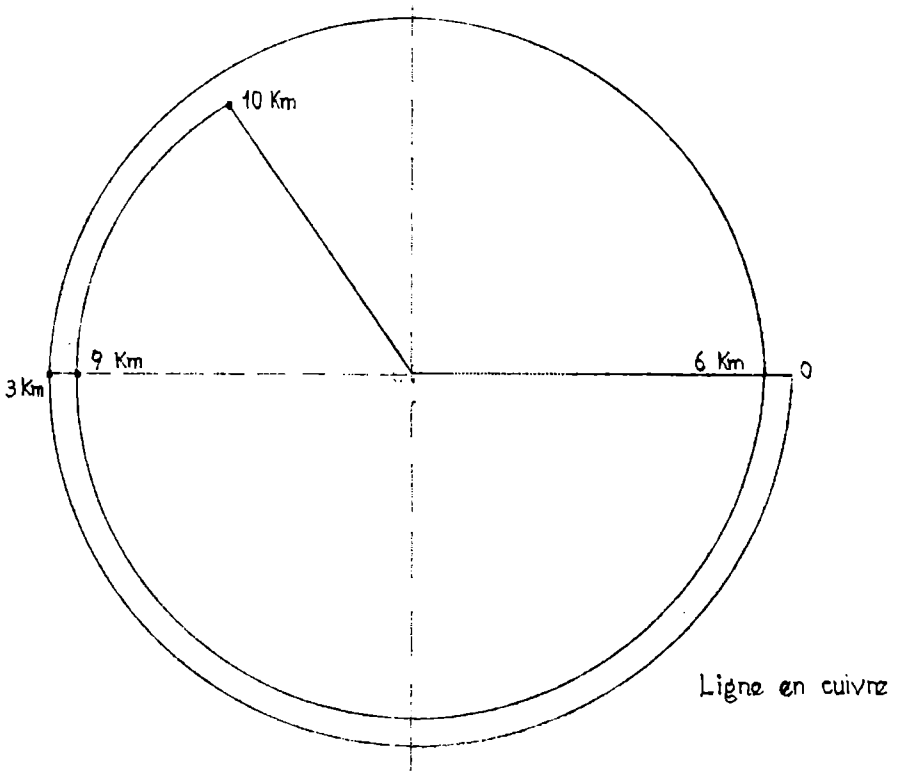
donc $V_x = V_0\, e^{-\alpha x}$

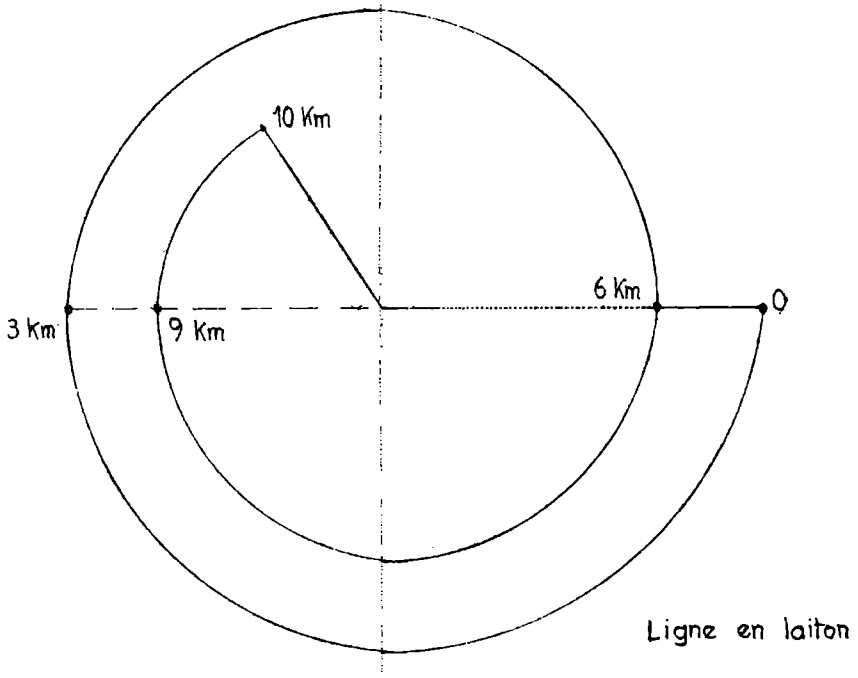
On peut déterminer quelques points particuliers.

Distance f.é.m.	Déphasage radian	tension (cas de ligne en cuivre)	tension (cas de ligne en laiton)
0	0	1	1
$\frac{\pi}{1{,}04} = 3$	π	$e^{-0{,}03} = 0{,}970$	$e^{-0{,}156} = 0{,}865$
$\frac{2\pi}{1{,}04} = 6$	2π	$e^{-0{,}06} = 0{,}942$	$e^{-0{,}312} = 0{,}733$
$\frac{3\pi}{1{,}04} = 9$	3π	$e^{-0{,}09} = 0{,}914$	$e^{-0{,}468} = 0{,}625$

Calculons la tension et le déphasage à l'extrémité de la ligne.

Dans le cas de la ligne en cuivre on a:


10 Km
9 Km
3 Km
6 Km
0
Ligne en cuivre


10 Km
6 Km
0
3 Km
9 Km
Ligne en laiton

— Fig. 155 —

$$V_{10} = e^{-0,1} (\cos 10,4 \text{ rad.} - j \sin 10,4 \text{ rad.}) = e^{-0,1} (\cos 236° - j \sin 236°)$$
$$= e^{-0,1} (- 0,559 + j\ 0,829) = - 0,506 + j\ 0,75$$

Soit en module

$$V_{10} = \sqrt{\overline{0,506}^2 + \overline{0,75}^2} = 0,905$$

le déphasage peut se calculer par $tg\ \varphi = \frac{0,75}{0,506} = 1,48$

ce qui donne $\varphi \# 56°$

Dans le cas de la ligne en laiton on a:

$$V_{10} = e^{-0,52} (- 0559 + j\ 0,829) = - 0,332 + j\ 0,493$$

en module $V_{10} = \sqrt{\overline{0,332}^2 + \overline{0,493}^2} = 0,595$

avec $tg\ \varphi = \frac{0,493}{0,332} = 1,49$ donc $\varphi \# 56°$

b) Cas de la ligne ouverte.

A une distance x de la source la tension est de la forme

$$V_x = A\, e^{-\gamma x} + B e^{\gamma x}$$

La résolution des problèmes de lignes nécessite l'utilisation des fonctions hyperboliques.

On a:

$$V_x = V_0 \frac{e^{\gamma x} + e^{-\gamma x}}{2} + \frac{Z_c}{Z_s} \frac{e^{\gamma x} - e^{-\gamma x}}{2}$$

$$V_x = V_0 \operatorname{ch} \gamma x + \frac{Z_c}{Z_s} \operatorname{sh} \gamma x$$

Comme γx est complexe on utilise les identités suivantes:

$$\operatorname{ch} (a+jb) = \operatorname{ch} a \cos b + j \operatorname{sh} a \sin b$$
$$\operatorname{sh} (a+jb) = \operatorname{sh} a \cos b + j \operatorname{ch} a \sin b$$

Dans le cas présent $Z_s = \infty$

donc $V_x = V_0 \operatorname{ch} \gamma x$

$$V_x = V_0 (\operatorname{ch} \alpha x \cos \beta x + j \operatorname{sh} \alpha x \sin \beta x)$$

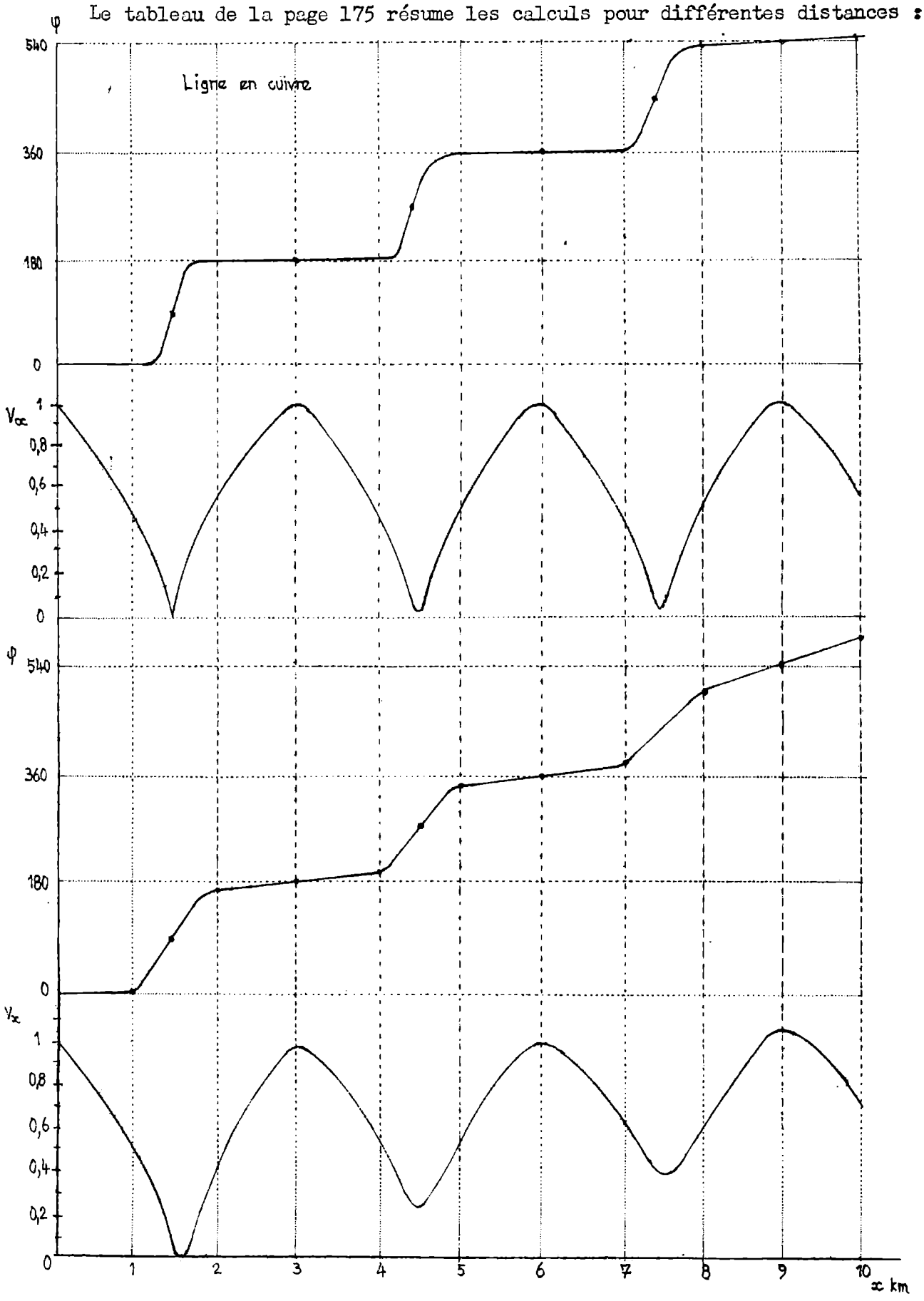
soit pour la ligne en cuivre

$$V_x = \operatorname{ch} 0,01\, x \cos 1,04\, x + j \operatorname{sh} 0,01\, x \sin 1,04\, x$$

et pour la ligne en laiton

$$V_x = \operatorname{ch} 0,052\, x \cos 1,04\, x + j \operatorname{sh} 0,052\, x \sin 1,04\, x$$

Le tableau de la page 175 résume les calculs pour différentes distances :



x		αx	$ch\,\alpha x$	$sh\,\alpha x$	βx rad.	$\cos \beta x$	$\sin \beta x$	V_x complexe	V_x	$tg\,\varphi$	φ°
0		0			0				1		0
1	C	0,01	1	0,01	1,04	0,5	0,866	0,5 + j 0,0086	0,5	0,017	1
	L	0,052	1,001	0,052	"	"	"	0,5 + j 0,045	0,5	0,09	5
1,5	C	0,015	1	0,015	1,56	0	1	j 0,015	0,015	∞	90
	L	0,078	1,002	0,078	"	"	"	j 0,078	0,078	"	"
2	C	0,02	1	0,02	2,08	-0,485	0,875	-0,485 + j 0,0175	0,485	-0,036	-2
	L	0,104	1,005	0,104	"	"		-0,49 + j 0,091	0,5	-0,185	-10
3	C	0,03	1	0,03	3,12	-1	0	-1	1	0	0
	L	0,156	1,012	0,156	"	"	"	-1,012	1,012	0	0
4	C	0,04	1,001	0,04	4,16	-0,515	-0,857	-0,51 - j 0,0342	0,51	0,066	+4
	L	0,208	1,021	0,209	"	"	"	-0,52 - j 0,179	0,55	0,34	+19
4,5	C	0,045	1,001	0,045	4,68	0	-1	-j 0,045	0,045	∞	+90
	L	0,234	1,028	0,236	"	"	"	-j 0,236	0,236	"	"
5	C	0,05	1,001	0,05	5,2	+0,469	-0,883	0,47 - j 0,044	0,47	-0,094	-6
	L	0,26	1,034	0,263	"	"		0,485 - j 0,232	0,537	-0,48	-26
6	C	0,06	1,002	0,06	6,24	+1	0	1	1	0	0
	L	0,312	1,048	0,317	"	"	"	1,048	1,048	"	"
7	C	0,07	1,002	0,07	7,28	+0,53	0,848	0,53 + j 0,06	0,53	0,113	+7
	L	0,364	1,067	0,372	"	"	"	0,565 + j 0,315	0,647	0,557	+29
7,5	C	0,075	1,002	0,075	7,8	0	1	j 0,075	0,075	∞	90
	L	0,39	1,077	0,4	"	"	"	j 0,4	0,4	"	"
8	C	0,08	1,003	0,08	8,32	-0,454	0,891	-0,46 + j 0,071	0,46	-0,154	-9
	L	0,416	1,088	0,428	"	"	"	-0,492 + j 0,382	0,623	-0,777	-38
9	C	0,09	1,004	0,09	9,36	-1	0	-1	1	0	0
	L	0,468	1,111	0,485	"	"	"	-1,11	1,11	"	"
10	C	0,1	1,005	0,1	10,4	-0,559	-0,829	-0,56 - j 0,083	0,56	0,148	+8
	L	0,52	1,138	0,544	"	"	"	-0,635 - j 0,45	0,78	0,71	+35

Exercice n° 2

Une ligne sans pertes d'impédance 500 Ω et de 4m de longueur est alimentée par une source de f.é.m. 1 volt à 200 MHz.

La ligne étant fermée sur un circuit formé d'une bobine d'inductance de 1 μH et d'une résistance en série de 200 Ω on demande:

- l'intensité débitée par la source
- le déphasage à l'entrée de la ligne
- à quelle distance de l'extrémité de la ligne se trouve le premier ventre de tension. Quelle est la résistance apparente en ce point
- même question pour le premier noeud de tension.
- quel est le taux d'onde stationnaire sur la ligne?

Solution:

On utilisera le diagramme de Smith.
Calculons tout d'abord l'impédance de fermeture:

$L\omega = 10^{-6}\ 2\pi\ 200\ 10^{6} = 1250\ \Omega$

donc $Z_s = 200 + j\ 1250$

L'impédance réduite est:

$$\frac{Z_s}{Z_c} = \frac{200}{500} + j\ \frac{1250}{500} = 0{,}4 + j\ 2{,}5$$

Portons le point correspondant sur le diagramme, repèrable par un rayon de 9,7 cm et un angle équivalent à 0,1905 λ vers le générateur.

La longueur d'onde étant $\lambda = \frac{3 \times 10^{10}}{200\ 10^{6}} = 150\ \text{cm}$

la ligne représente

$$\frac{400}{150} = 2{,}666\ \lambda$$

et pour aller de l'extrémité à l'entrée de la ligne il faut parcourir

$$5\ \frac{\lambda}{2} + 0{,}1666\ \lambda$$

Pour trouver le point correspondant à l'entrée de la ligne il faut tourner sur le diagramme de 0,166 λ dans le sens des aiguilles d'une montre. Le point se trouve à 0,1905 + 0,1666 = 0,357 λ avec un rayon de 9,7 cm, ce qui donne l'impédance réduite à l'entrée

$$\frac{Z_e}{Z_c} = 0{,}137 - j\ 1{,}24$$

donc $Z_e = 68{,}5 - j\ 620$

soit en module $Z = \sqrt{68{,}5^2 + 620^2} = 623\ \Omega$

Le courant débité est alors:

$$I = \frac{1}{623} = 1,6 \; 10^{-3} \text{ Ampère}$$

A l'entrée $\quad tg\,\varphi = -\frac{620}{685} = -0,905$

donc $\quad \varphi = -83°$

Le premier ventre de tension se produit lorsque l'impédance est maxima, il faut atteindre l'angle correspondant à 0,25 λ vers le générateur.

Il faut se déplacer de:

$0,25\lambda - 0,1905\lambda = 0,0595\lambda$ vers le générateur,
soit $\quad 0,595 \times 150 = 8,925$ cm
avec le rayon de 15,4 cm la résistance réduite est 19 Ω soit une résistance apparente:

$R_{max} = 19 \times 500 = 9.500\,\Omega$

Le premier noeud de tension se trouve $\frac{\lambda}{4}$ plus près de la source. Ainsi en partant de l'extrémité de la ligne il faut parcourir

$$8,925 + \frac{150}{4} = 46,4 \text{ cm}$$

la résistance réduite est 0,055 Ω ce qui donne la résistance apparente:

$$R_{min} = 0,055 \times 500 = 27,5\,\Omega$$

Le rayon max. du diagramme pour T = 1 étant 17,15cm le taux de reflexion est $\quad T = \frac{15,4}{17,15} = 0,9$

ce qui donne un taux d'ondes stationnaires sur la ligne de

$$\rho = \frac{V_{max}}{V_{min}} = \frac{1+T}{1-T} = \frac{1,9}{0,1} = 19$$

Exercice n° 3.

On désire adapter une ligne sans pertes d'impédance 400 sur une antenne à l'accord présentant une résistance pure de 75 Ω. La fréquence utilisée est 166,5 MHz.

Calculer la boucle d'adaptation.

Solution:

On peut utiliser la méthode de la simple boucle ouverte ou fermée.

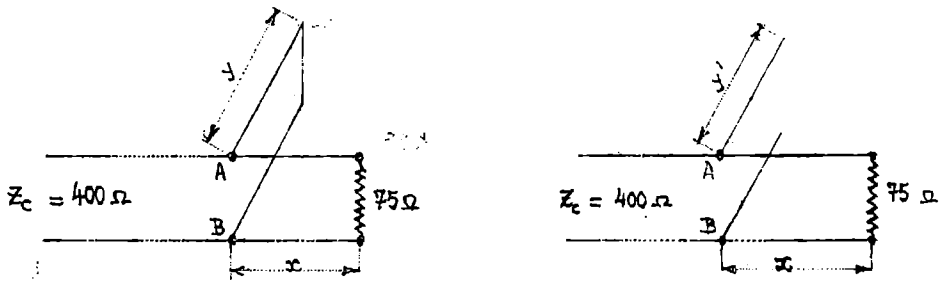


Fig. 156

L'impédance en AB doit être 400Ω ce qui donne une impédance réduite de 1Ω et une admittance réduite de 1mho .

L'antenne reliée en AB par un tronçon x introduit une admittance réduite A_1

La boucle de longueur y introduit en AB une admittance réduite $A_2 = G_2 + j\,S_2$

On doit avoir:

$$A = A_1 + A_2$$
$$1 = G_1 + G_2 + j\,(S_1 + S_2)$$

ce qui est possible si:

$$\begin{cases} G_1 = 1 \\ G_2 = 0 \\ S_2 = -S_1 \end{cases}$$

Calculons la longueur d'onde:

$$\lambda = \frac{3 \times 10^{10}}{166,5 \quad 10^6} = 180 \text{ cm}$$

L'antenne de 75 Ω présente une impédance réduite de $\frac{75}{400} = 0,19\,\Omega$, la réactance étant nulle.
Tracer ce point sur le diagramme de Smith. En se déplaçant vers le générateur on coupe la courbe de conductance 1. Deux solutions sont possibles, prenons le 2ème croisement donnant la ligne la plus courte.

Ce point a pour admittance:

$$A_1 = 1 - j\,1,85$$

Le symétrique par rapport au centre donne l'impédance en AB, la longueur du tronçon est alors:

$x = 0,065\ \lambda = 0,065 \times 180 = 11,7$ cm

La boucle doit présenter en AB une susceptance réduite:

$S_2 = - S_1 = 1,85$ mho

avec une conductance nulle.

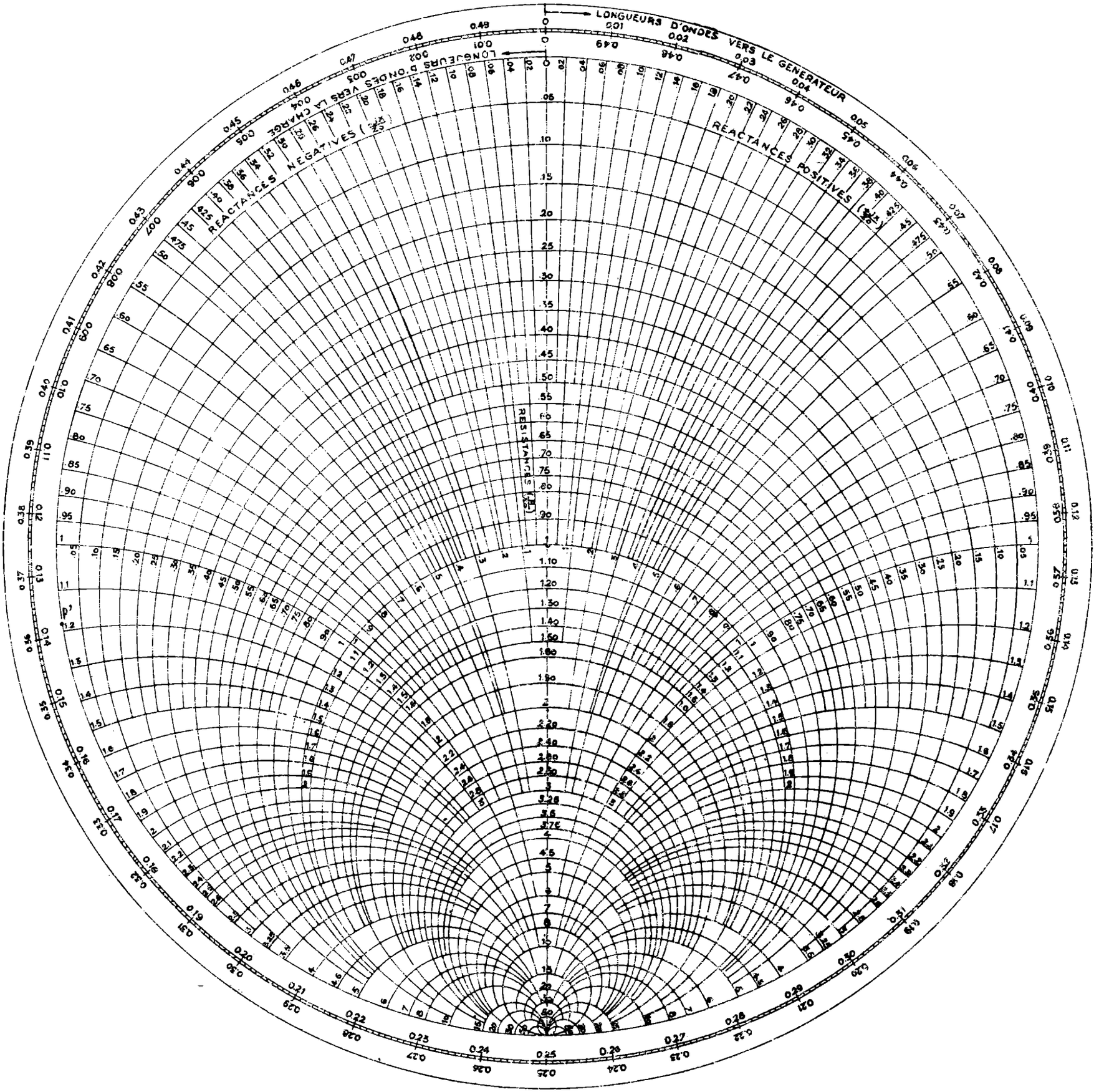
Portons ce point et prenons le symétrique ce qui donne l'impédance en AB.

La longueur de la boucle court-circuitée doit être:

$y = 0,4215\ \lambda = 0,4215 \times 180 = 76$ cm

On obtient le même résultat avec une boucle ouverte de longueur:

$$y' = 76 - \frac{\lambda}{4} = 76 - \frac{180}{4} = 31 \text{ cm}$$


LONGUEURS D'ONDES VERS LE GENERATEUR
LONGUEURS D'ONDES VERS LA CHARGE
REACTANCES POSITIVES
REACTANCES NEGATIVES
RESISTANCES

CHAPITRE VII

— A E R I E N S —

Les aériens sont des circuits ou lignes particulières destinées à rayonner l'énergie électromagnétique, ou à capter cette énergie. Il faut noter que les aériens d'émission et les collecteurs d'ondes fonctionnent d'une façon identique d'après un principe de réciprocité entre f.é.m. et courants.

Le problème du rayonnement électromagnétique est extrêmement complexe. Pour l'étude théorique on est conduit à apporter certaines simplifications. Ce problème est en général décomposé de la façon suivante:

- le rayonnement électromagnétique est étudié dans le cas théorique d'un aérien très petit dont la capacité répartie peut être localisée aux extrémités et dont l'alimentation se fait par le centre. Ce doublet est supposé être placé dans un milieu homogène et isotrope illimité, ou limité au demi-espace situé au-dessus d'une surface plane parfaitement conductrice.

- Le problème est étendu au cas d'aériens de dimensions normales.

- Il est ensuite tenu compte des caractéristiques de propagation réelles au-dessus de la terre, ce qui sera étudié au chapitre suivant.

7,1 RAYONNEMENT D'UN DOUBLET

7,11 Champ électromagnétique.

Un doublet est un circuit ouvert symétrique de longueur 2l très petite. Il peut être assimilé à un circuit à constantes localisées et ainsi on peut représenter sa capacité répartie par deux petites plaques aux extrémités. Comme dans tout circuit à constantes

localisées le courant a la même valeur tout le long du circuit à un instant déterminé.

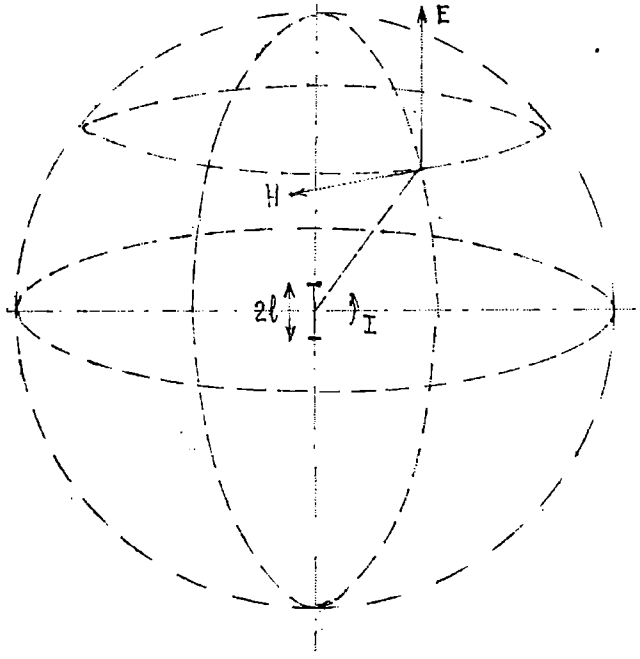


Fig. 157

Si un courant $i = I \sin \omega t$ traverse le doublet, il apparaît sur les plaques terminales des charges:

$$q = \int i \, dt$$

soit:

$$q = -\frac{I}{\omega} \cos \omega t$$

Le doublet produit ainsi en différents points de l'espace des champs de forces électriques et magnétiques. Les champs électriques et magnétiques perpendiculaires sont deux manifestations d'un même phénomène. Ils dépendent l'un de l'autre et sont en phase. Leur expression comporte un terme qui s'affaiblit suivant l'inverse du carré de la distance et n'est décelable qu'à proximité du doublet et un terme s'affaiblissant suivant l'inverse de la distance définissant le rayonnement électromagnétique.

Ce champ se propage à la vitesse:

$$V = \frac{3 \times 10^{10}}{\sqrt{\mu \varepsilon}} \text{ cm/sec}$$

Dans le vide, $\mu = 1$ et $\varepsilon = 1$, donc la vitesse de propagation est de 300.000 Km/sec.

On peut définir la longueur d'onde par la distance parcourue pendant une période soit:

$$\lambda = VT$$

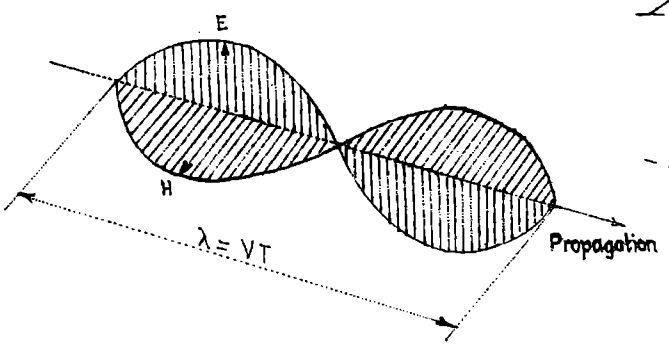


Fig. 158

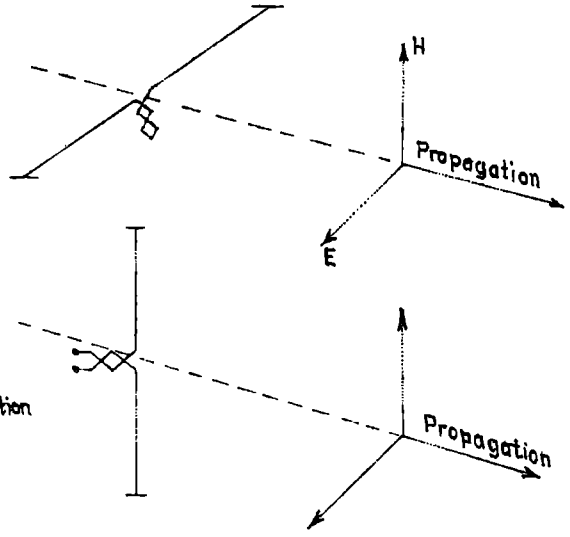


Fig. 159

La polarisation peut être horizontale ou verticale.

Il faut remarquer que le vecteur champ électrique est orienté comme le doublet. La fig. 159 montre l'orientation des champs électrique et magnétique dans le plan horizontal dans le cas d'un doublet horizontal et d'un doublet vertical.

En raison de la propagation de proche en proche, le rayonnement sur le plan équatorial se répartit sur des cercles de plus en plus grands et pour une petite surface prise sur ce plan, diminue ainsi proportionnellement à la distance.

Les champs sont à grande distance, sur le plan équatorial:

$$E = \frac{4\pi I \ell}{\lambda D} \cos\left(\omega t - \frac{2\pi D}{\lambda}\right) \text{ u.e.S.C.G.S.}$$

$$H = \frac{4\pi I \ell}{\lambda D} \cos\left(\omega t - \frac{2\pi D}{\lambda}\right) \text{ u.e.m.C.G.S.}$$

D étant la distance du point considéré au doublet
ℓ la demi-hauteur du doublet
I l'amplitude du courant dans le doublet
$\frac{2\pi D}{\lambda}$ représente l'angle équivalent au retard de propagation.

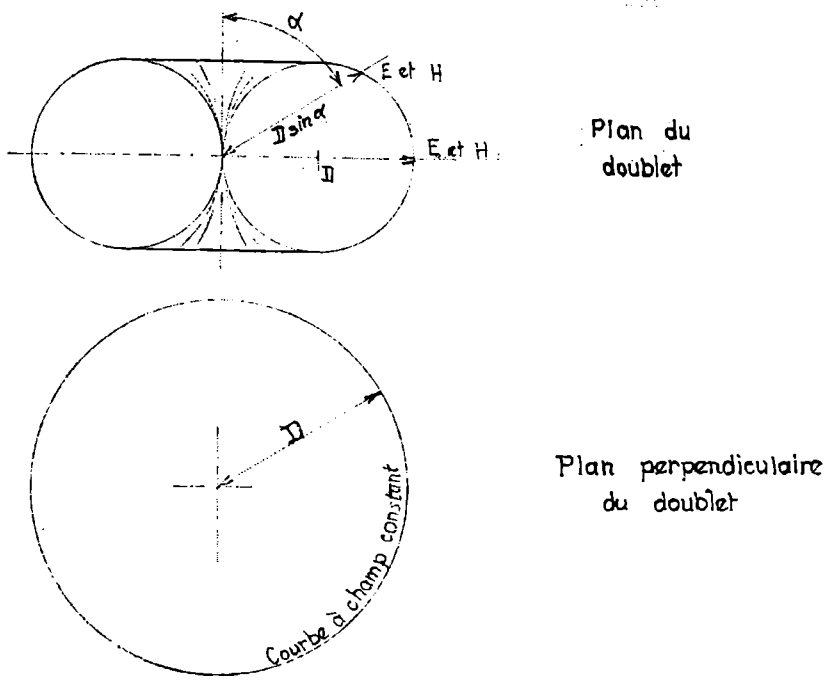


Fig. 160

Les deux composantes ont donc la même valeur dans leur système d'unité respectif. En général, on définit le champ uniquement par la composante électrique exprimée en millivolts ou en micro-volts par mètre. (mv/m ou μ V/m)

Sur un plan perpendiculaire au doublet le champ est le même à distance constante dans toutes les directions, le diagramme directionnel est donc un cercle (Fig. 160)

Par contre dans le plan du doublet, le champ est maximum au croisement avec le plan équatorial. Pour une direction inclinée d'un angle α avec l'axe du doublet, le champ est le même que sur le plan équatorial avec une distance inférieure D sin α . Le lieu des points à champ constant est dans le plan vertical, deux cercles tangents sur l'axe du doublet, soit dans l'espace un tore de révolution formé.

Le champ est ainsi nul sur l'axe du doublet.

Les lignes de forces du champ magnétique sont des cercles concentriques qui se propagent comme des ondes liquides à la surface d'un bassin. Le sens des lignes de forces magnétiques s'inverse toutes les demi-longueur d'onde.

Les lignes de forces électriques se ferment sur le doublet à faible distance, à grande distance devant les dimensions du doublet, elles se ferment sur elles-mêmes. Le champ électrique s'inverse en même temps que le champ magnétique.

La figure 161 représente les lignes de forces électriques et magnétiques dans un demi-plan vertical et un demi-plan horizontal, le doublet étant supposé vertical.

La variation d'amplitude fonction de $\frac{1}{D}$ est assez sensible à proximité du doublet mais relativement moins importante aux grandes distances car les plans d'onde pour une petite surface sont sensiblement parallèles.

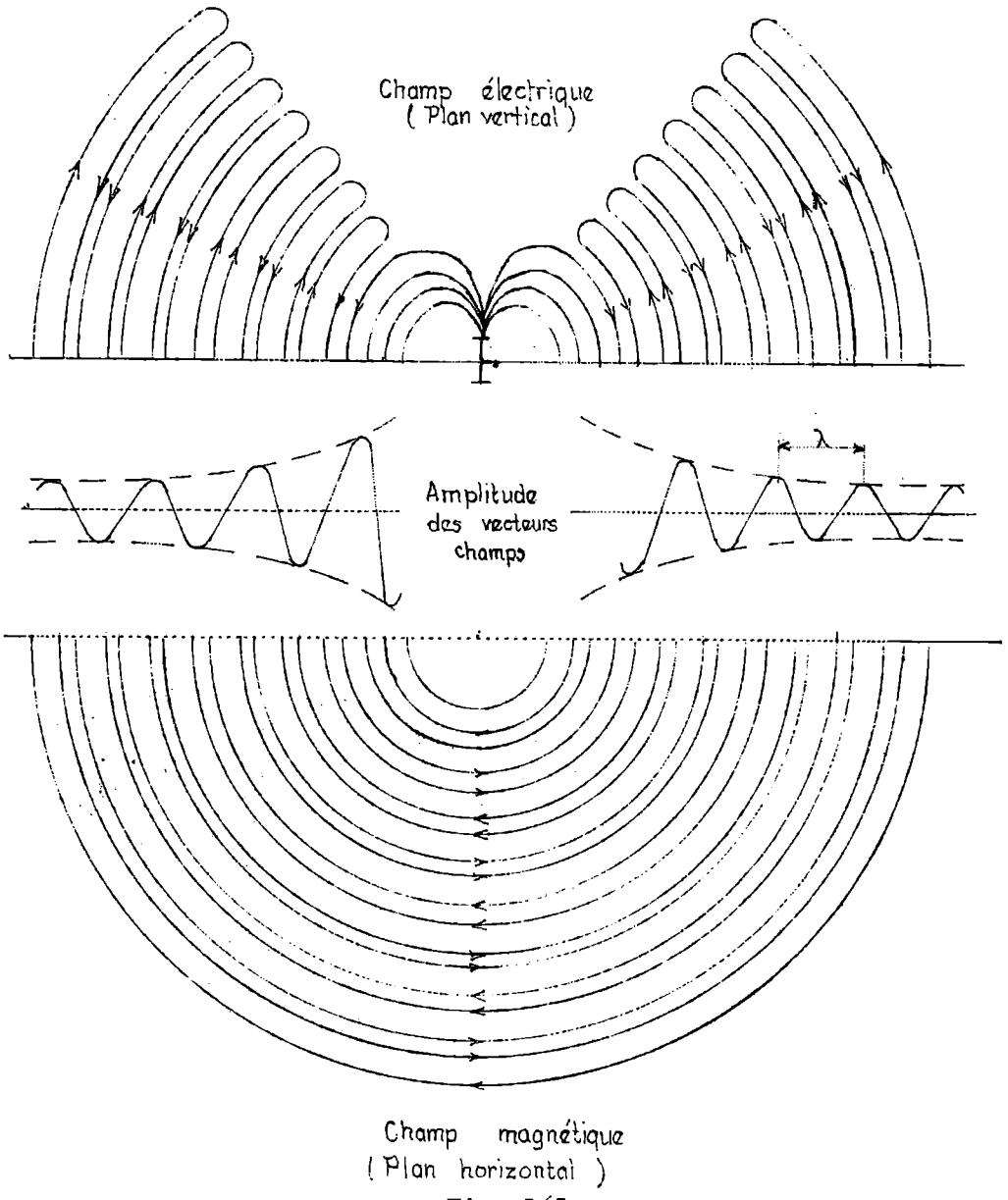


Fig. 161

7,12 Puissance rayonnée par un doublet

La puissance moyenne rayonnée par un doublet de hauteur 2l est d'après la théorie de Poynting:

$$P = \frac{320\ \pi^2\ \ell^2\ I^2_{eff}}{\lambda^2} \text{ watts}$$

I eff étant l'intensité efficace dans le doublet en ampères
ℓ et λ exprimées dans la même unité.

Ainsi à intensité constante, la puissance rayonnée varie en raison inverse du carré de λ ; elle est proportionnelle au carré de la fréquence, ce qui montre l'intérêt des très hautes fréquences.

La puissance rayonnée est la même que celle dissipée dans une résistance de valeur $R_r = 320\ \pi^2 \left(\frac{\ell}{\lambda}\right)^2$ et qui serait traversée par le même courant.

R_r appelée résistance de rayonnement est très utile pour apprécier les qualités rayonnantes d'un aérien.

7,13 Principe des images

Nous avons supposé jusqu'à présent que le doublet était placé dans un espace infini. Etudions maintenant l'influence d'un plan parfaitement conducteur à proximité d'un doublet. Soit un doublet D incliné placé au-dessus d'une surface plane conductrice horizontale.

On peut décomposer le doublet D en deux doublets D_h et D_v. En un point A de l'espace le champ électromagnétique est dû au rayonnement direct et à un rayonnement indirect par réflexion en un point P de la surface conductrice.

Le doublet produit en P un champ électrique E pouvant être décomposé en 2 composantes E_h et E_v. La composante horizontale développe seule une f.é.m. induite dans la surface conductrice. La f.é.m. est en opposition de phase avec le champ électrique puisque $V = E_h\ dx$; le courant induit en phase avec la f.é.m. produit le rayonnement de réflexion vers A mais avec une inversion de sens de vecteur champ horizontal.

Il semble en résumé que le rayonnement réfléchi provienne d'un doublet virtuel D' symétrique du doublet D et traversé par un courant de sens inverse. Il en résulte que dans les doublets composants le courant est dirigé de même sens pour les doublets verticaux et de sens inverse pour les doublets horizontaux.

Plaçons maintenant un demi-doublet de hauteur l perpendiculairement à la surface conductrice.

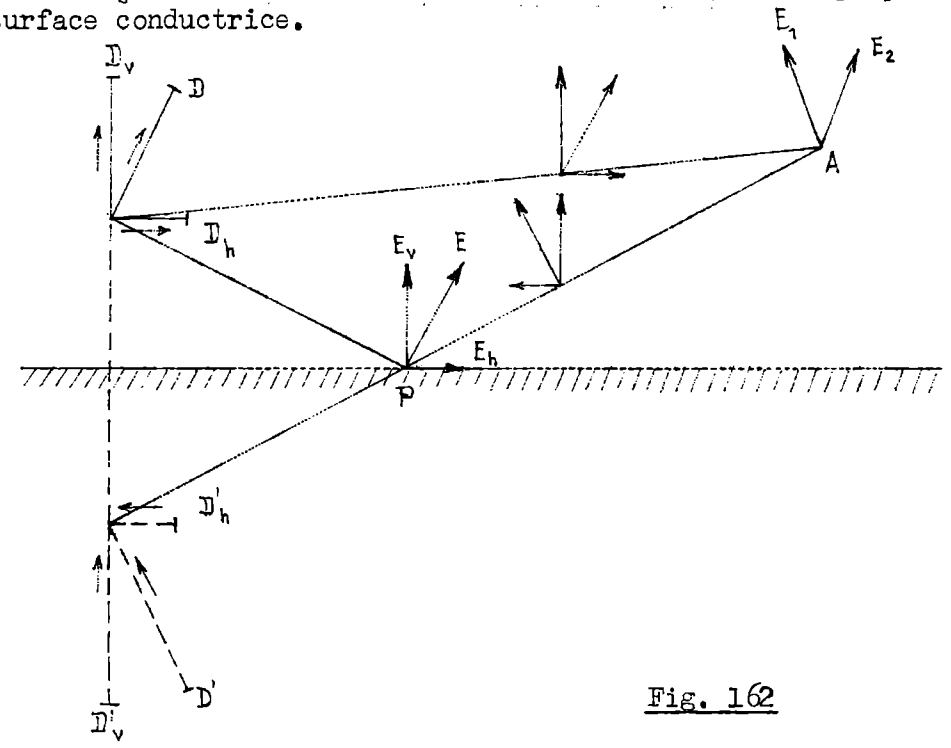


Fig. 162

Le demi-doublet donne une image virtuelle qui le prolonge et pour le demi-espace au-dessus du plan équatorial le champ électro-magnétique est le même que pour un doublet entier dans l'espace illimité.

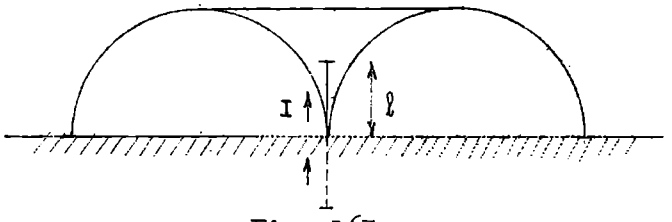


Fig. 163

Par contre le rayonnement se faisant dans un demi-espace, la puissance rayonnée est la moitié de celle d'un doublet entier.

$$P = 160\ \pi^2 \left(\frac{l\ I_{eff}}{\lambda} \right)^2$$

et la résistance de rayonnement devient:

$$R_r = 160\ \pi^2 \left(\frac{l}{\lambda} \right)^2$$

7,2 ANTENNES EN REGIME STATIONNAIRE

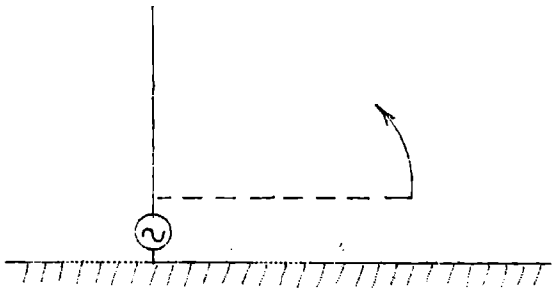


Fig. 164

Il est possible de passer d'une ligne à une antenne en plaçant un des conducteurs à la terre et en redressant l'autre perpendiculairement. Dans certaines limites on peut appliquer les résultats obtenus dans l'étude des lignes.

Lorsque la longueur de l'aérien est petite, on peut dire que pour les éléments linéiques

$$\ell C = cte$$

En effet si au sommet la capacité linéique est plus faible qu'à la base, la self linéique est par contre plus élevée.

Lorsque l'aérien a de grandes dimensions, il se produit des fermetures de lignes de forces le long de la ligne ce qui modifie profondément le fonctionnement.

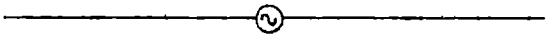


Fig. 165

En écartant symétriquement les deux conducteurs d'une ligne, on obtient une antenne symétrique appelée dipôle (fig. 165).

7,21 Régimes de fonctionnement

Les antennes peuvent fonctionner à la résonance ou l'antirésonance.

1°) Fonctionnement à la résonance:

Si l'on place un ampèremètre à la base d'une antenne et si l'on fait varier la fréquence d'alimentation, on constate que le courant

passe par un maximum lorsque la longueur de l'antenne est égale à $\lambda/4$ l'antenne résonne alors sur sa fondamentale. Si l'on augmente la fréquence on obtient d'autres résonances à $3\ \lambda/4$ à $5\ \lambda/4$ c'est-à-dire lorsque la longueur d'antenne comporte un nombre impair de 1/4 de longueur d'onde: l'antenne résonne sur harmonique. L'antenne est le siège d'un régime stationnaire comme dans les lignes quart d'onde.

Les régimes stationnaires sur une antenne dissymétrique sont représentés sur la figure 166.

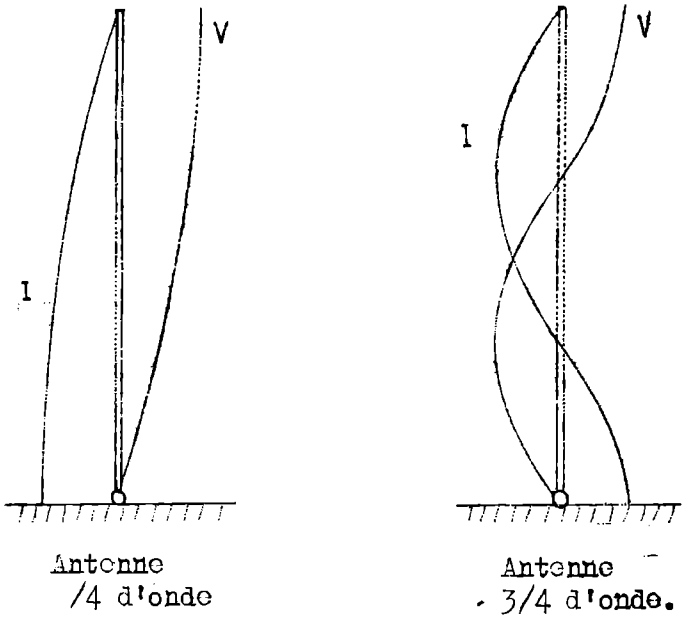


Fig. 166

Le fonctionnement en quart d'onde est le plus utilisé.

Le fonctionnement sur harmoniques n'est utilisé que pour bénéficier de certains effets directionnels.

Dans le cas d'une antenne symétrique la résonance sur fondamentale donne deux 1/4 d'onde, c'est-à-dire une demi-onde.

Le régime stationnaire est représenté par la figure 167.

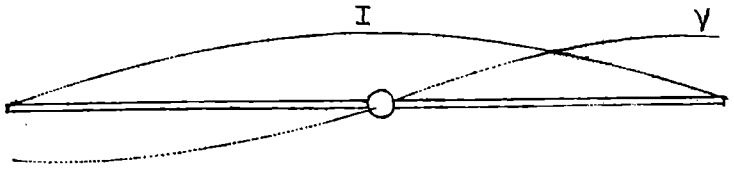


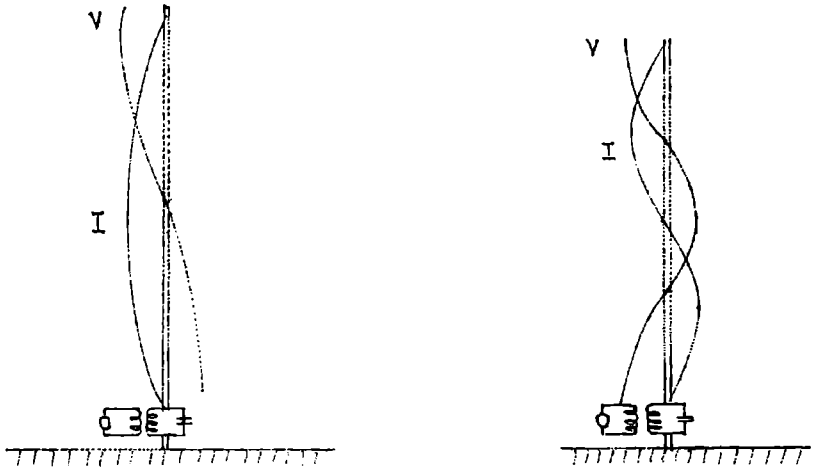
Fig. 167

On peut noter que le sens du courant est le même tout le long

de l'antenne mais que les charges prises par les deux brins sont de signe inverse.

REMARQUE - Il y a toujours un ventre de courant à l'entrée de l'antenne et un ventre de tension à l'extrémité.

2°) Fonctionnement à l'anti-résonance:



Antenne demi-onde Antenne entière

Fig. 168

Si une antenne dissymétrique a une longueur égale à 1/2 longueur d'onde ou un nombre entier de demi-longueur d'onde, il y a anti-résonance et la tension est maximum aux deux extrémités.

Dans ce cas il faut alimenter l'antenne en tension. La fig. 16 montre les régimes stationnaires sur une antenne en demi-onde, utilisés par exemple dans les antennes pilônes de radio-diffusion et une antenne à onde entière à effet directif.

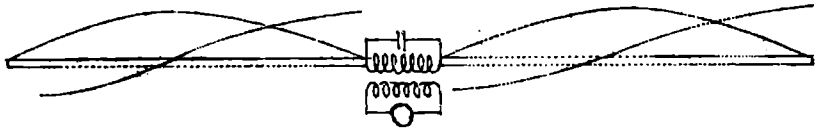


Fig. 169

Lorsque l'antenne est symétrique elle oscille en fondamentale sur 2 demi-ondes. (Fig. 169).

Le courant a le même sens sur les deux brins, les potentiels à l'entrée sont de signes contraires.

REMARQUE - En mesurant les composantes X et R de l'impédance d'entrée

d'une antenne en fonction de la fréquence et en les portant sur un graphique comme le montre la figure 170, on obtient une courbe en spirale avec des valeurs croissantes de f.

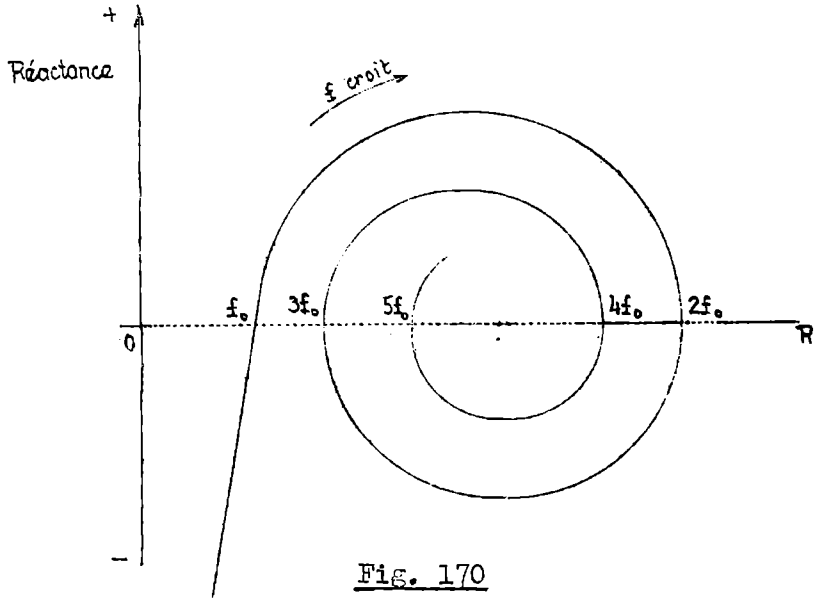


Fig. 170

La réactance s'annule pour des fréquences f_o , $3f_o$, $5f_o$, (fonctionnement en 1/4 d'onde et harmoniques) et pour des fréquences $2f_o$.

$2f_o$, $4f_o$ (fonctionnement en 1/2 onde et harmoniques).

Pour des fréquences intermédiaires la réactance est soit inductive, soit capacitive.

7,22 Circuit équivalent à une antenne

Un circuit oscillant ouvert peut être remplacé par un circuit équivalent produisant le même effet vis-à-vis du générateur et pour lequel on peut appliquer les formules de résonance établies dans le cas des circuits en oscillation forcée.

Cette méthode simplifie considérablement les problèmes pratiques et donne en outre les moyens de modifier la longueur d'onde propre d'une antenne.

Soit L_e et C_e les éléments réactifs du circuit équivalent.

Si l'antenne est à la résonance, c'est-à-dire oscille en 1/4, 3/4 ou 5/4 d'onde, la réactance de l'antenne est nulle et l'on peut appliquer la formule de Thomson.

$$T = 2\pi \sqrt{L_e \; C_e}$$

La longueur d'onde propre de l'antenne est:

$$\lambda = VT = 2\pi V \sqrt{L_e C_e}$$

En ajoutant une self ou une capacité, il est possible d'accorder l'antenne sur une longueur d'onde différente de sa longueur d'onde propre. Nous allons considérer 3 cas:

1) Action d'une self à la base:

Si l'on place une self L à la base de l'antenne, la longueur d'onde devient:

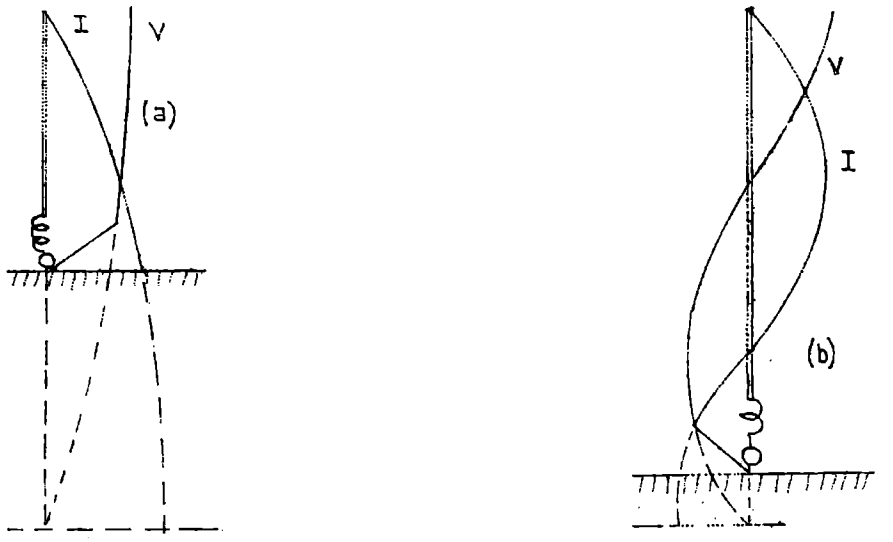
$$\lambda' = 2\pi V \sqrt{(L_e + L) C_e}$$

on a donc

$$\lambda' > \lambda$$

tout se passe comme si l'antenne avait été allongée, ce qui permet de l'accorder à la résonance sur une fréquence inférieure à sa fréquence propre.

Ce moyen est utilisé en ondes relativement longues pour lesquelles même une antenne 1/4 d'onde serait trop importante. L'antenne fonctionne généralement en $\lambda/8$ (Fig. 171 a)



Antenne $\lambda/8$ Antenne 2/3 onde

Fig. 171

On utilise quelquefois des antennes en 2/3 d'onde présentant certains avantages de propagation.

On peut obtenir ce mode de fonctionnement dans le cas présent en accordant l'antenne à la résonance en 3/4 d'onde par la self.

Un choix convenable de la self et de la longueur de l'antenne donne un régime stationnaire à 2/3 d'onde (Fig.171 b)

Dans le cas d'une antenne symétrique on obtiendrait une correction semblable avec deux selfs à la base des deux brins (Fig.172)

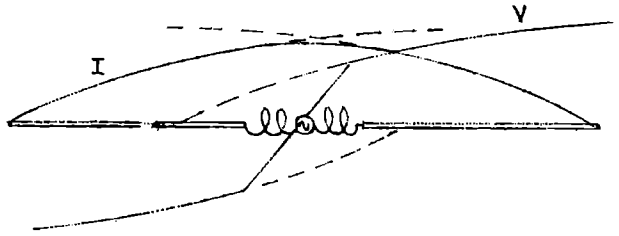
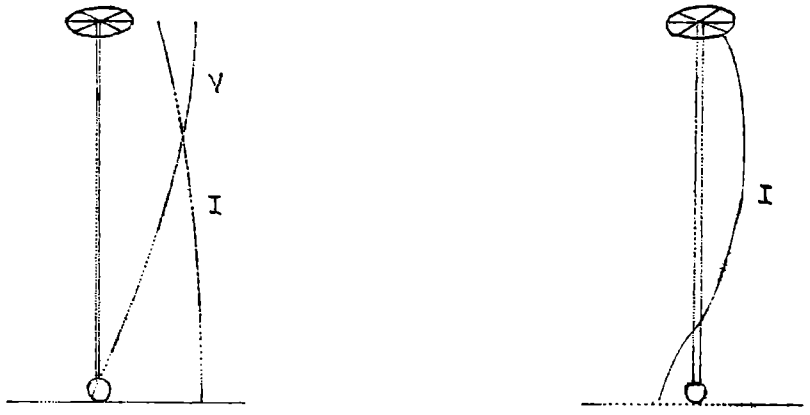


Fig. 172

2) Action d'une capacité au sommet:



(a) Fig. 173 (b)

Si l'on place une nappe de fils au sommet on augmente la capacité propre de l'antenne de la capacité c de la nappe par rapport au sol, la longueur d'onde $\lambda' = 2\pi V \sqrt{L_e + (C_e + C)}$ est supérieure à λ , on obtient donc les mêmes résultats qu'avec une self à la base mais la courbe du courant est tronquée au sommet du fait de l'accumulation des charges dans la nappe (Fig. 173 a)

Dans certaines antennes de radiodiffusion fonctionnant à l'antirésonance en 1/2 onde, on surélève le noeud à la base par une capacité au sommet, on obtient approximativement la même répartition de courant que dans le cas de l'antenne 2/3 d'onde (fig. 173 b)

Pour les antennes grandes ondes la capacité terminale est réalisée par une nappe de fils parallèles (Fig. 174).

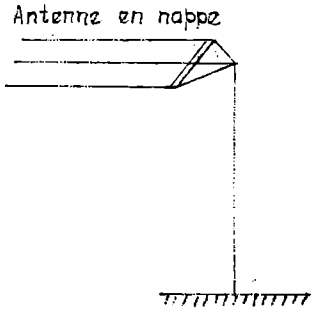


Fig. 174

3) Action d'une capacité à la base.

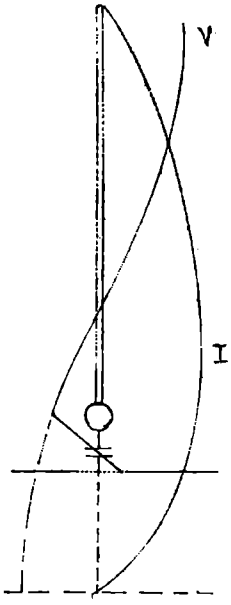
L'introduction d'une capacité C à la base de l'antenne diminue la capacité de l'antenne puisque C est en série avec C_e.

La longueur d'onde de l'antenne

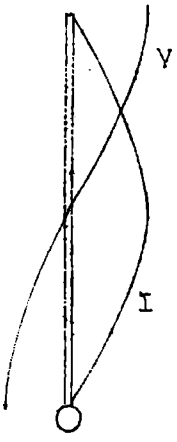
$$\lambda' = 2\pi V \sqrt{L_e \frac{C_e C}{C_e + C}}$$

est plus petite que la longueur d'onde propre λ.

La longueur peut donc être accordée à une fréquence supérieure à sa fréquence propre. La capacité C élève le ventre de courant (Fig. 175 a). A la limite lorsque c = 0 l'antenne oscille en demi-onde puisque le générateur est isolé (Fig. 175 b).



(a)



(b)

Fig. 175

7,23 Rayonnement des antennes

L'étude du rayonnement des aériens d'émission découle de celle du doublet théorique, mais il y a lieu de tenir compte de la répartition irrégulière du courant le long de l'antenne.

1) Hauteur effective:

Il est commode d'assimiler une antenne à un doublet qui produirait le même rayonnement.

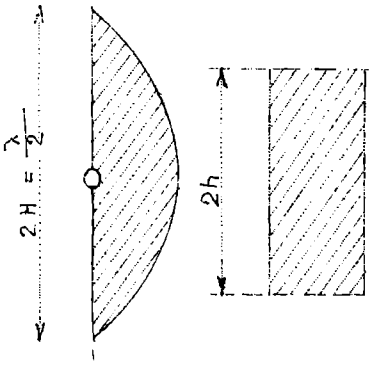


Fig. 176

Soit une antenne symétrique vibrant en deux quarts d'onde donc de longueur $2\ H = \frac{\lambda}{2}$

Si l'amplitude du courant à la base est I, on obtient le même rayonnement avec un doublet de hauteur 2h inférieure à $\frac{\lambda}{2}$ traversé par un courant I.

Pour cela il faut que les surfaces comprises entre les courbes de courant et l'axe soient les mêmes dans les deux cas. C'est-à-dire:

$$2H \times \frac{2I_{max}}{\pi} = 2hI_{max}$$

Il faut donc prendre pour le calcul du champ électromagnétique une hauteur effective.

$$h = \frac{2H}{\pi}$$

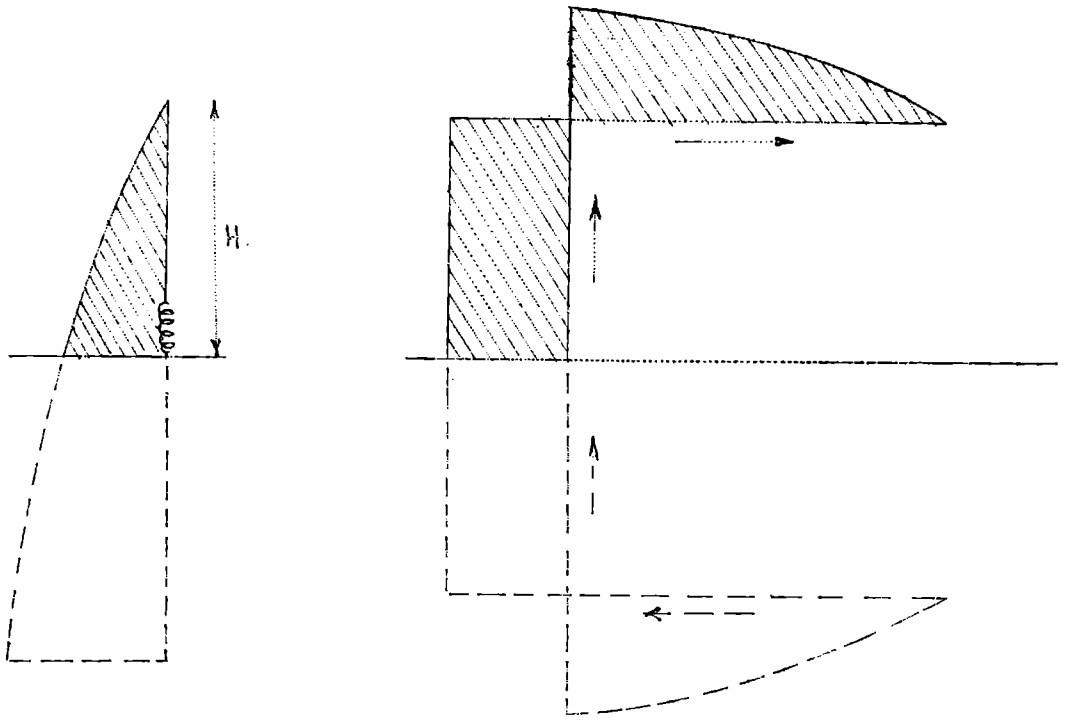
soit: $h = 0{,}636\ H$

Cette relation est applicable dans le cas des antennes quart d'onde mises à la terre.

Dans le cas des antennes quart d'onde avec forte self à la base, le courant diminue à peu près linéairement de la base au sommet,

la hauteur effective $h \neq \frac{H}{2}$

(Fig. 177 a).



(a) Fig. 177 (b)

Dans les antennes quart d'onde avec capacité au sommet le courant est à peu près constant le long du conducteur vertical, le courant dans la nappe n'intervient pas au point de vue rayonnement car il est neutralisé par l'effet de l'antenne image qui serait traversée par un courant opposé. La hauteur effective est alors très peu différente de la hauteur de la nappe (Fig. 177 b).

REMARQUES -

1) La longueur réelle des antennes accordées doit être environ 5 % plus faible que la longueur théorique afin de tenir compte de la répartition irrégulière de la self et de la capacité. Il existe en particulier une capacité terminale qui allonge apparemment l'antenne.

2) Le calcul donne souvent des valeurs de hauteur effective imprécises, celles-ci sont plus exactement déterminées par une mesure de champ.

2) Champ électromagnétique

Aux distances moyennes, on peut calculer le champ électromagnétique par les formules pratiques suivantes qui découlent des formules données précédemment:

$$E = \frac{120\pi\, h\, I_{eff}}{\lambda D} \text{ micro volts par mètre}$$

$$H = \frac{E\mu\, V/m}{3 \times 10^{10}} \text{ oersted}$$

h étant la hauteur effective en mètres
I eff l'intensité efficace à un ventre de courant
λ et D la longueur d'onde et la distance exprimées en km.

Aux très grandes distances ces formules ne sont plus applicables en raison des perturbations de propagation.

3) Puissance rayonnée:

La puissance rayonnée par une antenne symétrique est:

$$P = 320\ \pi^2 \left(\frac{h}{\lambda}\right)^2 I_{eff}^{\ 2}$$

Dans le cas d'une antenne dissymétrique mise à la terre elle devient

$$P = 160\ \pi^2 \left(\frac{h}{\lambda}\right)^2 I_{eff}^{\ 2}$$

Le champ à une distance D peut être calculé à partir de la puissance rayonnée.

Considérons le cas d'une antenne dissymétrique. De l'équation précédente on tire:

$$\frac{h\, I_{eff}}{\lambda} = \frac{\sqrt{P}}{\pi\sqrt{160}}$$

soit en prenant h en mètre, λ en km et P en kw

$$\frac{h\, I_{eff}}{\lambda} = \frac{10^4 \sqrt{P}}{4\pi}$$

En reportant cette expression dans la formule du champ électrique on a:

$$E = \frac{3 \times 10^5 \sqrt{P}}{D} \text{ en micro volts/mètre}$$

4) Résistance de rayonnement.

Dans le cas d'une antenne dissymétrique la résistance dd rayonnement est:

$$R = 160\ \pi^2 \left(\frac{h}{\lambda}\right)^2$$

Nous avons vu que pour une antenne quart d'onde

$$h = \frac{2H}{\pi}$$

comme $H = \frac{\lambda}{4}$ $\qquad h = \frac{\lambda}{2\pi}$

donc $R = \frac{160}{4} = 40$ ohms

Ainsi la résistance de rayonnement est indépendante de la fréquence.

Dans le cas d'une antenne symétrique loin du sol la résistance de rayonnement serait double.

$$R = 320\ \pi^2 \left(\frac{\lambda}{h}\right)^2$$

Pour une antenne demi-onde attaquée en son milieu, la résistance de rayonnement est ainsi de 80 ohms.

Pour les antennes grandes ondes la hauteur de rayonnement est faible devant λ et la résistance de rayonnement est très petite.

Par exemple un émetteur sur 19.000 m utilise une antenne de 170 mètres de hauteur, la résistance de rayonnement est de 0,13 ohms.

REMARQUE - Un calcul plus précis donne:

TYPE D'ANTENNE	R_r
antenne quart d'onde	36,5 Ω
antenne 1/8 d'onde (1/4 d'onde avec capacité au sommet)	19 Ω
antenne 1/2 onde éloignée du sol	73 Ω
antenne 1/2 onde verticale au-dessus du sol	101 Ω
antenne symétrique 2 demi-ondes loin du sol	202 Ω
antenne 2/3 d'onde verticale au-dessus du sol	42 Ω

5) Rendement

Une antenne est destinée à rayonner de l'énergie, mais elle

en dissipe également dans ces conducteurs, dans la prise de terre. Soit ρ cette résistance de pertes; on définit le rendement d'un aérien par:

$$\eta = \frac{\text{Puissance rayonnée}}{\text{Puissance totale fournie}}$$

soit

$$\eta = \frac{R \cdot I_{eff}^2}{(R+\rho)\, I_{eff}^2}$$

donc

$$\eta = \frac{R}{R+\rho} = \frac{1}{1+\frac{\rho}{R}}$$

Le rendement dépend ainsi de la résistance de rayonnement et de la résistance de pertes.

Pour les antennes grandes ondes le rendement est très faible, de l'ordre de 10 %, il peut par contre être supérieur à 80 % en ondes courtes.

6) Gain:

Il pourrait sembler que le champ produit par une antenne soit en fonction directe de sa résistance de rayonnement puisque celle-ci est également fonction directe de la puissance rayonnée.

Ce problème demande une étude moins sommaire nous allons pour cela comparer le rayonnement de différentes antennes par rapport à l'antenne dipôle éloignée du sol. Nous définirons le gain d'antenne dans l'axe perpendiculaire à l'aérien par:

$$G = \frac{\text{champ produit par l'antenne}}{\text{champ produit par le dipôle}}$$

à puissance fournie et fréquence constantes.

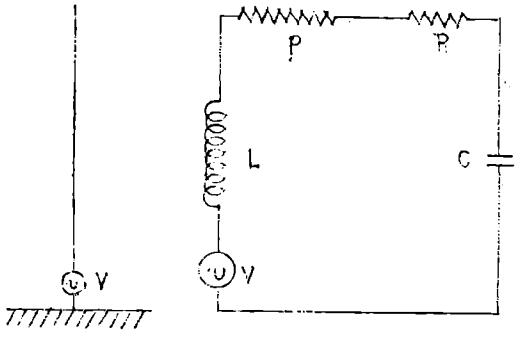


Fig. 178

Remarquons tout d'abord que le courant d'antenne est fonction inverse de la résistance totale du circuit. Le circuit d'antenne est assimilable à un circuit fermé IC, ρ , R (Fig. 178).

A la résonance le courant est:

$$I = \frac{V}{R + \rho}$$

Dans les antennes grandes ondes raccourcies R est petit devant ρ . Le courant est donc fixé principalement par la résistance de pertes. Par contre en petites ondes et ondes courtes les résistances de rayonnement deviennent beaucoup plus élevées que les résistances de pertes et le courant est pratiquement fixé par la résistance de rayonnement. Calculons le gain dans ce cas.

Le champ produit par le dipôle est:

$$E = \frac{120 \pi h I}{\lambda D}$$

Le champ produit par l'antenne à la même distance et la même fréquence est:

$$E' = \frac{120 \pi h' I'}{\lambda D}$$

Le gain devient:

$$G = \frac{E'}{E} = \frac{h' I'}{h I}$$

Si la puissance fournie aux deux types d'antenne est la même on a:

$$P = R I^2 = R' I'^2$$

d'où l'on tire:

$$\frac{I'}{I} = \sqrt{\frac{R}{R'}}$$

En introduisant cette relation dans l'expression du gain, on a:

$$G = \frac{h'}{h} \sqrt{\frac{R}{R'}} = \frac{h'}{h} \sqrt{\frac{73}{R}}$$

Calculons le gain dans quelques cas particuliers:

Gain d'une antenne quart d'onde

Par le principe des images la hauteur effective est la même que celle du dipôle, donc:

$$G = \sqrt{\frac{73}{36,5}} = 1,41$$

Gain d'une antenne demi-onde verticale au-dessus du sol

La hauteur effective est double de celle du dipôle, donc:

$$G = 2\sqrt{\frac{73}{101}} = 1,7$$

Gain d'une antenne 2 demi-onde loin du sol

La hauteur effective est double de celle du dipôle donc:

$$G = 2\sqrt{\frac{73}{102}} = 1,2$$

On remarque ainsi que cette antenne ne présente pas un avantage considérable.

En allongeant l'antenne placée au-dessus du sol, le gain augmente puis ensuite diminue en raison de la zone de courant inverse trop importante. Le gain passe par un maximum égal à 2 pour une antenne 2/3 d'onde.

On aurait également un gain de 2 pour une antenne demi-onde disposée verticalement, son centre étant à $\frac{\lambda}{2}$ du sol.

REMARQUE.

Des antennes plus complexes permettent d'obtenir des gains supérieurs à 2.

Les antennes avec capacité au sommet fonctionnant à $\frac{\lambda}{8}$ ont un gain de 1,34.

7,24 Prise de terre et contrepoids.

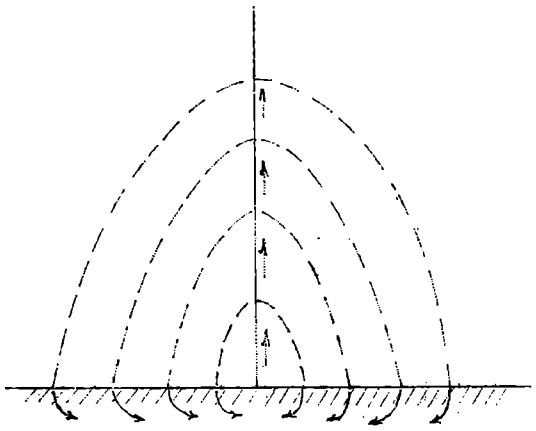


Fig. 179

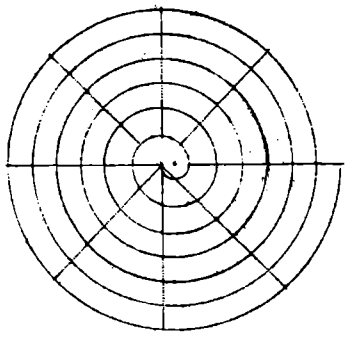


Fig. 180

Dans le cas d'antenne mise à la terre, nous avons supposé implicitement que le sol situé sous l'aérien était bon conducteur afin qu'il puisse remplir son rôle de deuxième fil de ligne. En pratique il n'en est pas toujours ainsi et la résistance non négligeable du sol sous l'aérien traversée par le retour du courant d'antenne (Fig. 179) produit des pertes Joules qui réduisent le rendement de l'antenne.

On remédie à cet inconvénient en enterrant au pied de l'antenne un fil de cuivre comme le montre à titre d'exemple la figure 180. Le fil forme une spirale soudée sur des rayons partant du pied de l'antenne. Dans le cas d'émetteurs mobiles on peut tout simplement placer des toiles métalliques directement sur le sol sous l'aérien.

Dans le cas d'un sol sec ou en l'absence de sol (par exemple en avion), on utilise un contrepoids.

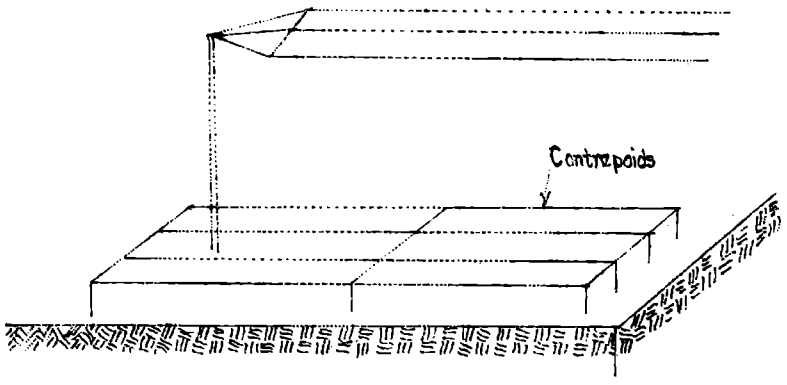


Fig. 181

A terre celui-ci est formé par une nappe de fil placée au-dessus du sol et isolée (Fig. 181) Elle assure le retour des courants d'antenne avec une résistance très faible de l'ordre de 0,1 à 0,2 ohms.

Elle réduit malheureusement la hauteur de rayonnement de l'antenne. Sur avion c'est la masse de la cellule qui forme contrepoids. Aux fréquences élevées (de l'ordre de 100 Mhz) on utilise un type d'antenne dite "à terre plate" (antenne G.P.A.)

Celle-ci comporte un radiateur vertical fonctionnant en quart d'onde.

Le contrepoids est formé de 4 tiges de longueur égale à $\lambda/4$ disposées en croix dans le plan horizontal (Fig. 182. L'alimentation

se fait par une ligne coaxiale; le rayonnement est non directionnel.

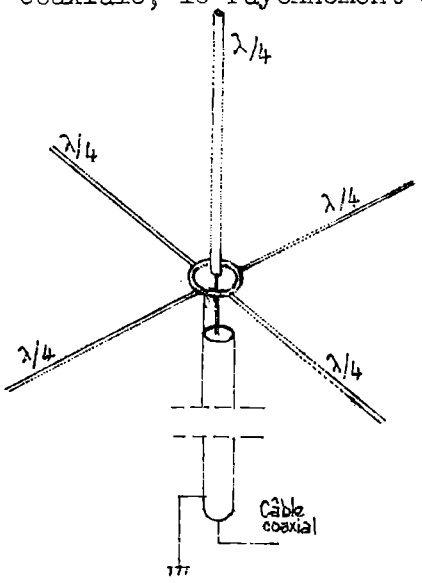


Fig. 182

7,25 Diagrammes directifs

1) Antennes verticales simples:

Le rayonnement dans le plan horizontal de ces antennes est en principe le même que celui du doublet théorique, cependant les accidents de terrain peuvent le modifier profondément.

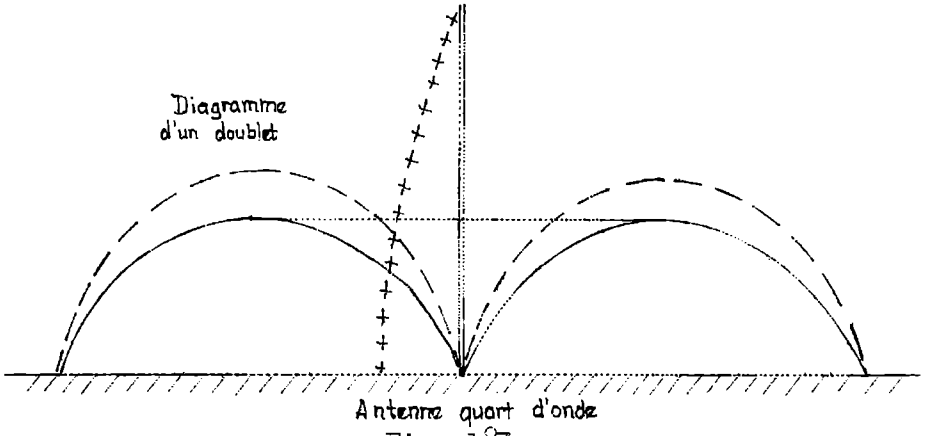
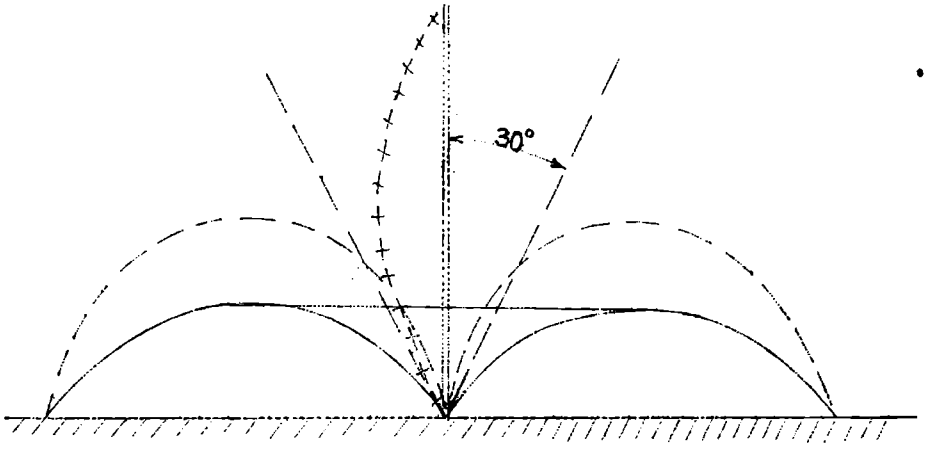


Fig. 183

Etudions le diagramme directionnel dans le plan vertical de différents types d'antennes. Le diagramme d'une antenne 1/4 d'onde est légèrement plus aplati que celui du doublet théorique (Fig. 183)

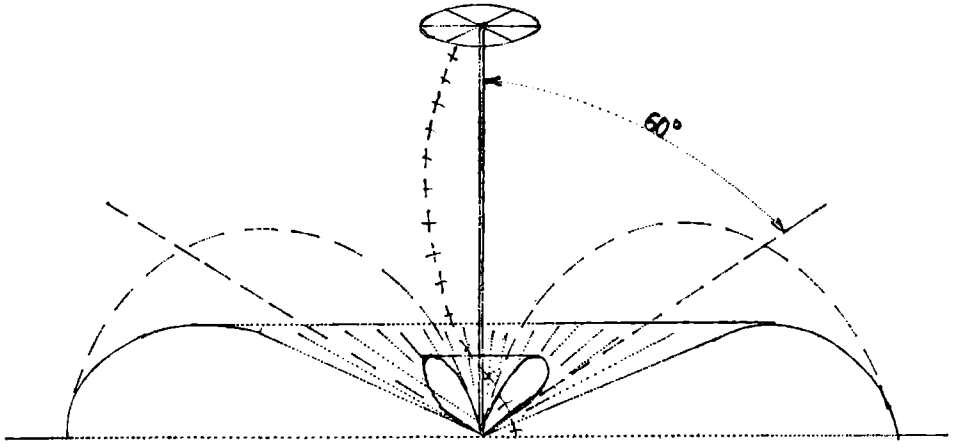
L'aplatissement est beaucoup plus important dans le cas

d'une antenne demi-onde mise à la terre par exemple, antenne pylône de Radiodiffusion (Fig. 184)



Antenne demi-onde dissymétrique
Fig. 184

Le diagramme part avec un angle d'environ 30°. On utilise souvent en radiodiffusion le fonctionnement à noeud surélevé avec une nappe (Fig. 185) ou en 2/3 d'onde avec une self à la base. La partie inférieure de l'antenne est alors traversée par un courant inverse, il se produit un effet différentiel et dans certaines directions le rayonnement est réduit ou annulé. Ce rayonnement se produit principalement dans le plan horizontal.



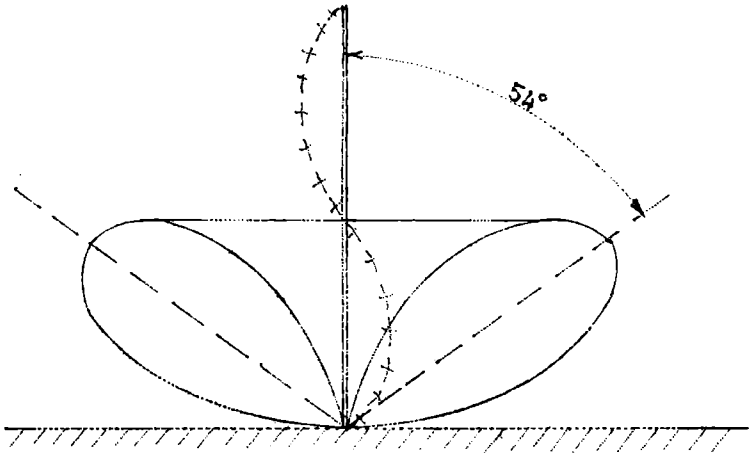
Antenne à noeud surélevé
Fig. 185

Le diagramme principal peut partir avec un angle de 60°. Il apparaît des folioles de rayonnement secondaire de faible importance. Ces aériens donnent un rayonnement beaucoup moins sensible

au fading en raison de la propagation horizontale prédominante.

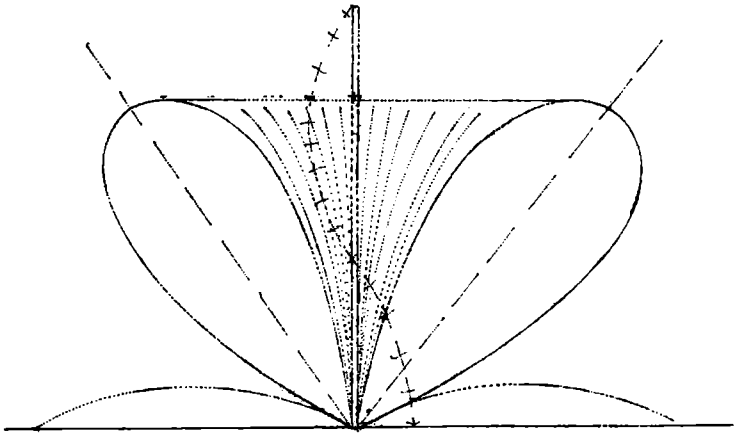
Les antennes fonctionnant sur harmoniques donnent des effets semblables.

La figure 186 représente le diagramme d'une antenne à onde entière, il se compose de deux folioles inclinés de 54° sur la verticale.



Antenne onde entière
Fig. 186

La figure 187 représente le diagramme d'une antenne vibrant en 3/4 d'onde.



Antenne 3/4 d'onde
Fig. 187

Ces antennes permettent une transmission basée principalement sur la propagation indirecte. Une antenne demi-onde verticale surélevée donne des diagrammes différents suivant la hauteur au-dessus du sol. Le rayonnement est dû à l'antenne elle-même et à son image, ce qui explique les différences de diagramme avec la hauteur.

La solution la plus favorable est donnée par la figure 188 dans le cas où le centre de l'antenne est à λ/2 du sol.

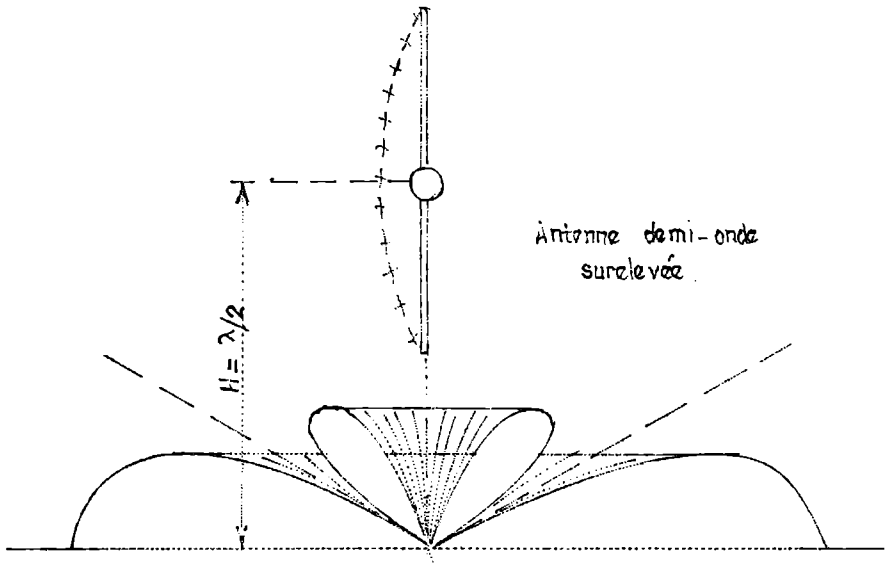
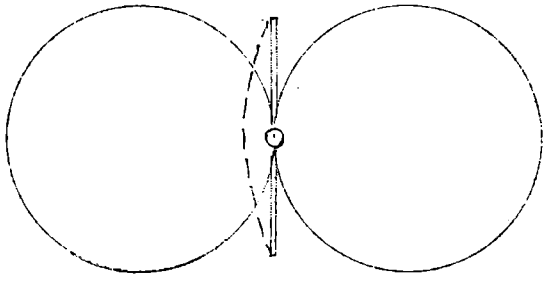


Fig. 188

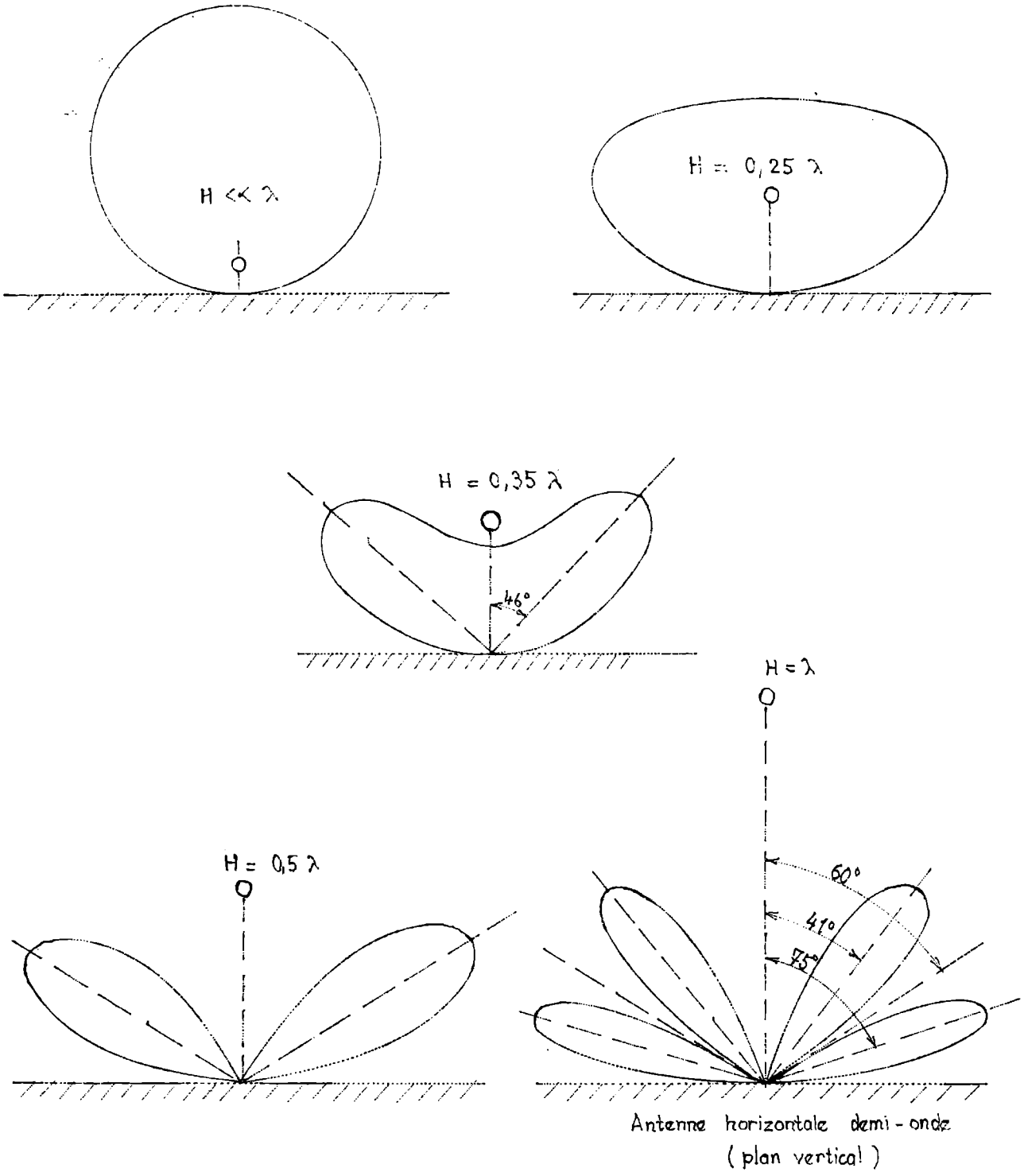
Le rayonnement est très élevé sur le plan horizontal, des folioles de rayonnement secondaire apparaissent. Pour des hauteurs plus élevées, le rayonnement principal diminue au profit de folioles supplémentaires qui ne présentent généralement aucun intérêt.

2) Antenne horizontale au-dessus du sol:

Une antenne demi-onde donne dans le plan horizontal un rayonnement maximum suivant la normale.



Plan horizontal
Fig. 189


H << λ
H = 0,25 λ
H = 0,35 λ
46°
H = λ
H = 0,5 λ
60°
41°
75°
Antenne horizontale demi-onde
(plan vertical)

— Fig. 190 —

Le diagramme est formé de deux cercles (Fig. 189).

Dans le plan vertical le diagramme est fortement influencé par le sol, il varie avec la hauteur. Pour une hauteur très faible devant λ le rayonnement est principalement dirigé au zénith, cette disposition n'est utilisée que pour des liaisons rapprochées. Au fur et à mesure que l'on élève l'antenne, le diagramme s'aplatit pour présenter deux feuilles inclinées à 60° pour $H = 0,5\ \lambda$ et quatre feuilles inclinées à 41° et 75° pour $H = \lambda$. On ne dépasse généralement pas $H = \lambda$ car le nombre de feuilles augmente et le rayonnement dans les directions favorables diminue.

7,26 Antennes réceptrices à ondes stationnaires

Soit un fil vertical de hauteur h relié à la terre et placé dans un champ électromagnétique de composante électrique

$$e = E \cos \omega t$$

Le vecteur champ électrique étant parallèle au conducteur.

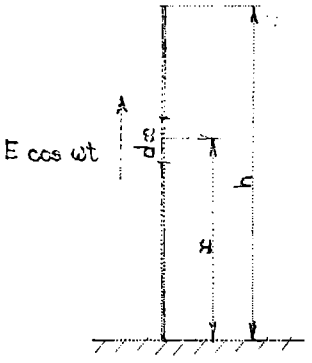


Fig. 191

On sait qu'un champ électrique dérive d'un potentiel, on a:

$$\text{champ électrique} = - \frac{dv}{dx}$$

Considérons un élément dx situé à une distance x de la base de l'antenne, il est soumis à une d.d.p.

$$dv = - E \cos \omega t \, dx$$

Cette d.d.p. dv agit dans l'antenne comme une d.d.p. dv_0 placée à la base telle que:

$$dv_0 = - E \cos \omega \left(t - \frac{x}{V}\right) dx$$

$\frac{x}{V}$ représente le temps de propagation de 0 à x avec une vitesse V de 300.000 km/sec. Le signe - exprime que dv_0 est antérieur au temps t.

Pour obtenir la d.d.p. totale apparaissant à la base il suffit d'intégrer les d.d.p. élémentaires.

En prenant pour origine le temps t = 0 correspondant au maximum du champ, on obtient l'amplitude de tension induite:

$$V_0 = \int_0^h - E \cos \omega \left(- \frac{x}{V} \right) dx$$

soit:

$$V_0 = \int_0^h E \cos \omega \frac{x}{V} \, dx$$

L'intégration donne:

$$V_0 = \frac{EV}{\omega} \sin \omega \frac{h}{V} - \frac{EV}{\omega} \sin \omega \frac{0}{V}$$

soit

$$V_0 = \frac{EV}{\omega} \sin \omega \frac{h}{V}$$

mais $\frac{\omega}{V} = \frac{2\pi}{\lambda}$ donc $V_0 = \frac{E\lambda}{2\pi} \sin \frac{2\pi h}{\lambda}$

L'amplitude de tension à la base passe alors par un maximum lorsque:

$$\sin \frac{2\pi h}{\lambda} = 1$$

c'est-à-dire pour une hauteur d'antenne telle que:

$$\frac{2\pi h}{\lambda} = \frac{\pi}{2}$$

soit avec

$$h = \frac{\lambda}{4}$$

L'antenne fonctionne alors en quart d'onde à la résonance, le courant à la base est maximum puisque:

$$I_0 = \frac{V_0}{R}$$

A l'accord de l'antenne, l'amplitude de tension induite est:

$$V_{0\,max} = \frac{E\lambda}{2\pi} = E \times \frac{2h}{\pi}$$

or nous savons que $\frac{2h}{\pi}$ est la hauteur effective de l'antenne.

Le courant à la base de l'antenne est donc donné par

$$I_0 = \frac{E}{R} \times h_{eff}$$

On vérifie ainsi la similitude de fonctionnement des antennes d'émission et de réception et les dispositifs d'accord par self à la base et capacité au sommet sont applicables dans le cas présent.

7,3 ANTENNES A ONDES PROGRESSIVES

7,31 Antennes d'émission

Une ligne utilisée en régime progressif produit un rayonnement électromagnétique caractérisé par un effet directif marqué et un fonctionnement apériodique.

Le type le plus simple est l'antenne Beverage utilisée en ondes kilométriques. Elle est constituée par une ligne placée à une faible hauteur au-dessus du sol et chargée par une résistance égale à son impédance caractéristique (Fig. 192)

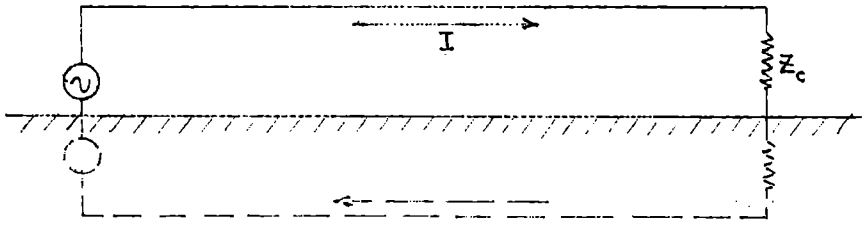


Fig. 192

Le rayonnement est dû au passage du courant I dans la ligne, mais il est influencé par l'image de la ligne dans le sol conducteur.

Etudions tout d'abord le rayonnement produit par un conducteur traversé en régime progressif par un courant I.

Un élément dx traversé par I produit un rayonnement dont le diagramme est représenté par deux cercles dans le plan du fil ou un tore de révolution formé dans l'espace. Or il faut remarquer que la propagation des ondes électromagnétiques se fait à la même vitesse que la propagation du courant le long de la ligne et les rayonnements des éléments traversés successivement par le courant vont s'ajouter dans la direction du courant et se neutraliser en partie dans la direction opposée. Cependant le rayonnement est nul sur l'axe du conducteur et les deux cercles formant le diagramme de l'élément dx vont s'allonger dans la direction du courant, donnant deux feuilles principales en même temps qu'apparaissent des feuilles de rayonnement secondaire dans d'autres directions.

Le diagramme est de révolution autour du conducteur (Fig. 193) Il faut remarquer que le fonctionnement est apériodique en raison même des caractéristiques des lignes en régime progressif, ce qui permet

d'utiliser le même aérien pour différentes fréquences. (Pratiquement avec des extrêmes dans le rapport 1/1,5).

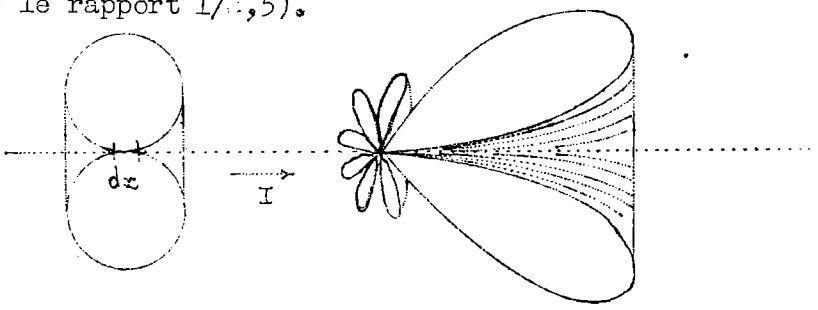
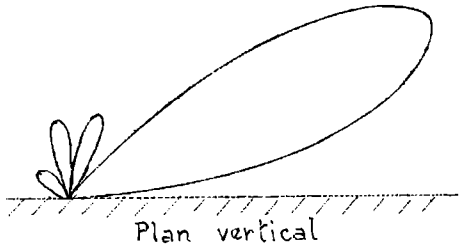


Fig. 193

La présence du sol conducteur va modifier le diagramme en jouant le rôle de réflecteur, la feuille inférieure est supprimée au profit de la feuille supérieure. Le diagramme reste inchangé sur le plan horizontal.



Les antennes à ondes progressives sont en pratique réalisées sous une forme différente pour les ondes courtes, c'est l'antenne losange représentée par la fig. 195.

Les diagrammes particuliers des 4 bras du losange donnent une résultante orientée suivant le grand axe du losange. L'angle ϕ optimum du losange doit être un compromis satisfaisant au mieux deux conditions.

1) une condition d'orientation des lobes des 4 bras pour que la résultante soit située sur le grand axe du losange.

2) une condition de phase: la distance entre les deux points milieu de deux bras consécutifs doit être inférieure de $\lambda/2$ à la longueur

de ligne séparant ces deux points, c'est-à-dire la longueur d'un bras.

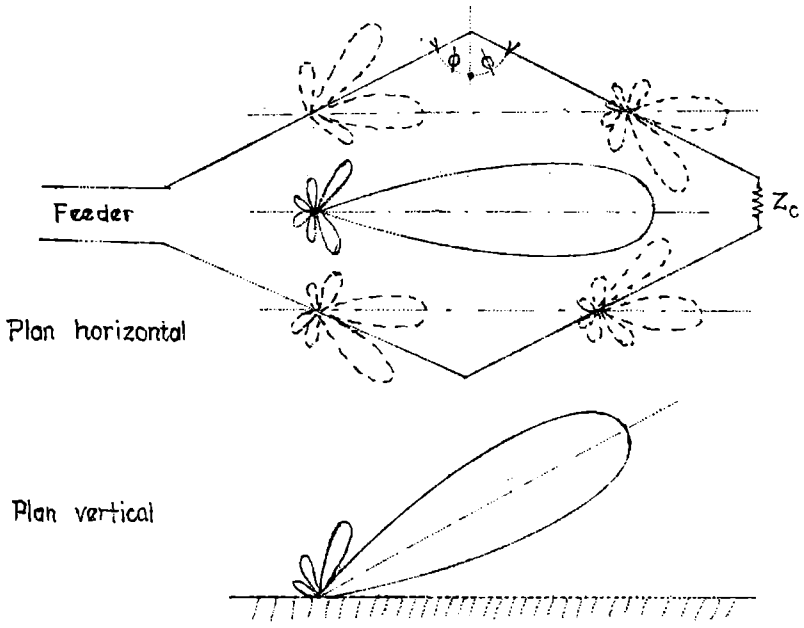


Fig. 195

Dans le plan vertical le diagramme subit une déviation en hauteur du fait de la présence du sol.

L'impédance caractéristique d'une antenne losange varie de 600 à 800 ohms.

Les antennes à ondes progressives sont placées à des hauteurs relativement faibles (de 20 à 25 mètres).

Par contre elles s'étendent sur des distances assez élevées, par exemple on trouve les dimensions suivantes pour une antenne losange utilisable de $\lambda = 14$m à $\lambda = 35$m.

Hauteur 25 m
Grande diagonale 310m
Petite diagonale 84 m.

7,32 Antennes réceptrices.

Ces antennes sont utilisées en réception avec les mêmes avantages que les antennes d'émission du même type. Considérons le cas de l'antenne Beverage pour ondes longues (Fig. 196).

L'antenne est formée d'un fil conducteur placé au-dessus du sol à faible hauteur, une extrémité est reliée au récepteur par deux

circuits couplés réglés à la résonance. La mutuelle est telle que la

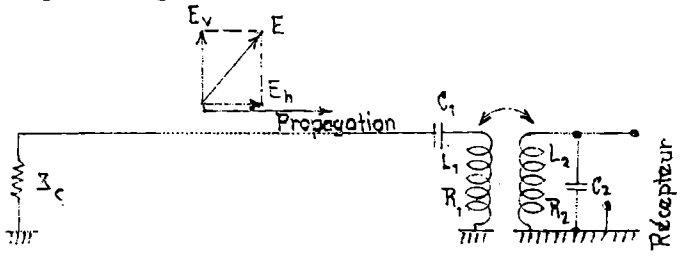


Fig. 196

résistance apparente au primaire soit égale à l'impédance caractéristique Z_c de la ligne.

$$Z_c = R_1 + \frac{M^2 \omega^2}{R_2}$$

L'extrémité de la ligne chargée également par Z_c est placée dans la direction de l'émetteur.

Le champ électrique E normalement incliné admet deux composantes E_h et E_v, la composante E_h se propageant le long du fil additionne ses effets dans la direction du récepteur puisque les ondes progressives induites s'y propagent à la même vitesse.

L'antenne losange présente l'avantage d'être symétrique, le retour du courant ne se fait plus par le sol.

La grande diagonale est placée dans la direction de l'émetteur (Fig. 197).

Le plan de l'antenne est disposé horizontalement car en ondes courtes pour lesquelles elle est employée la composante horizontale est aussi importante que la composante verticale.

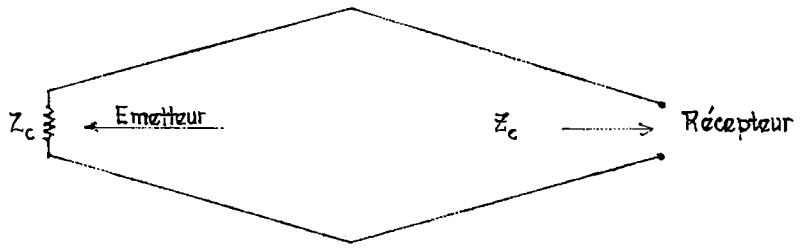


Fig. 197

7,4 CADRES

Un cadre est un aérien à constantes localisées dans lequel l'intensité peut être supposée constante en tous ces points. Il présente des caractéristiques directives très intéressantes tant à l'émission qu'à la réception.

7,41 Cadre d'émission

Soit un cadre de dimensions h d comportant N spires alimentées par un courant haute fréquence I eff.

Les deux brins verticaux de longueur h vont rayonner dans le plan horizontal comme deux antennes alimentées en opposition de phase. (Fig. 198)

Le rayonnement des brins horizontaux est, sur le plan horizontal, neutralisé par leur image dans le sol.

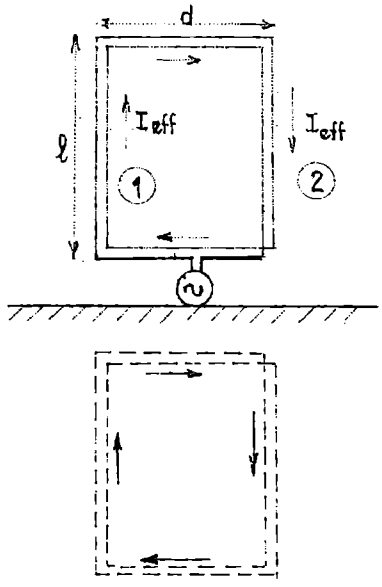


Fig. 198

Le cadre ayant de faibles dimensions vis-à-vis de la longueur d'onde, il se comporte comme un circuit à constante localisée, et le courant est constant le long du circuit. Le groupe de conducteurs (1) produit un champ électromagnétique de composante électrique:

$$E_1 = \frac{120\,\pi\,\ell\,N\,I_{eff}}{\lambda D}$$

Le groupe (2) donne un champ de même amplitude mais déphasé par rapport à E_1.

Dans la direction perpendiculaire au plan du cadre, les deux champs restent en opposition de phase comme les courants et ainsi se neutralisent. Par contre dans le plan du cadre les champs subissent un déphasage supplémentaire causé par la différence d de distance de propagation. Il se produit une résultante non nulle et le rayonnement est maximum.

Calculons le déphasage entre les champs E_1 et E_2 dans le plan du cadre.

Le déphasage dû à la distance d est:

$$\varphi = \frac{2\pi d}{\lambda}$$

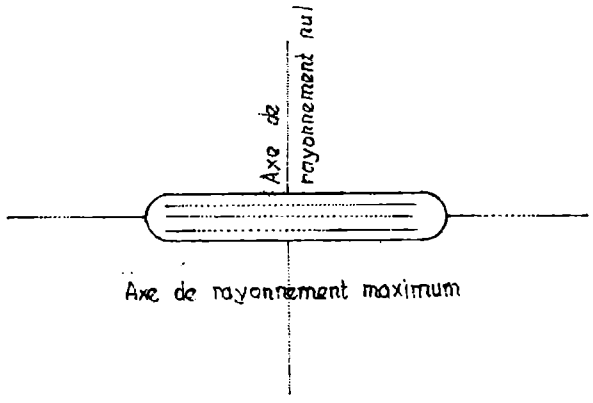


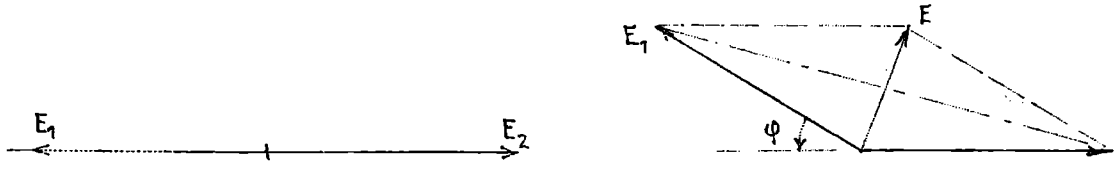
Fig. 199

Les deux champs sont alors déphasés de $(\pi - \varphi)$
Le champ résultant a pour valeur:

$$E = 2\,E_1 \cos\left(\frac{\pi - \varphi}{2}\right)$$

soit:

$$E = 2\,E_1 \sin\frac{\varphi}{2} = 2\,E_1 \sin\frac{\pi d}{\lambda}$$



Champ à la normale du cadre Champ dans le plan du cadre

Fig. 200

mais d/λ est petit et le sinus peut être confondu avec l'arc. On a donc:

$$E = \frac{2\pi d}{\lambda} E_1$$

soit

$$E = \frac{120\pi I_{eff}}{\lambda D} \times \frac{2\pi N d\ell}{\lambda}$$

en appelant h la hauteur effective du cadre

$$\boxed{h = \frac{2\pi NS}{\lambda}}$$

avec $S = d\ell$ la surface du cadre, on peut utiliser les formules générales du champ électromagnétique.

La hauteur effective peut être calculée avec une forme quelconque du cadre en prenant la surface qu'il présente.

La hauteur effective d'un cadre est faible par rapport à celle d'une antenne, cependant on peut utiliser des courants plus intenses, ce qui améliore le rayonnement. L'intérêt principal du cadre est dû à ses qualités directrices et à la possibilité de modifier facilement son orientation.

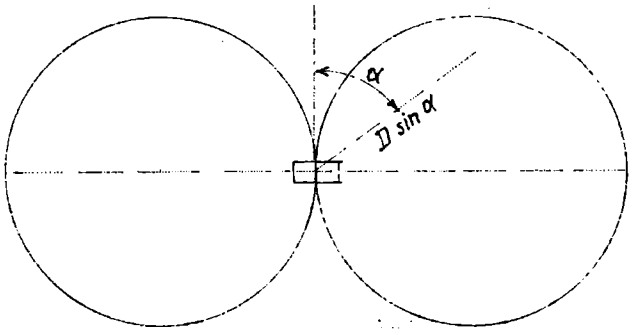


Fig. 201

Le rayonnement est principalement dirigé dans le plan du cadre. Pour une direction inclinée de α le champ doit être multiplié par $\sin \alpha$. La courbe à champ constant est donc, dans le plan horizontal, formé de deux cercles tangents à la normale du cadre (Fig. 201)

7,42 Cadre de réception

Soit un cadre de section S comportant N spires. Supposons que le plan du cadre fasse un angle α avec la direction de l'émetteur, celui-ci produit un champ électromagnétique de composante magnétique $h = H \cos \omega t$ dans le cadre.

Le flux dans la section du cadre est:

$$\phi = H s \cos \omega t \cos \alpha$$

avec ϕ en maxwell , H en oersted et S en Cm^2.

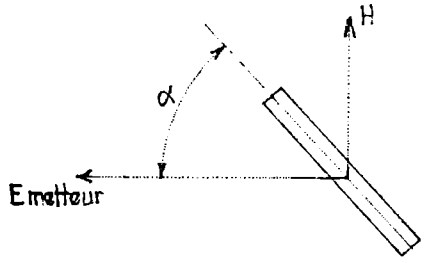


Fig. 202

La f.é.m. induite dans le cadre est:

$$V_0 = - N \frac{d\phi}{dt} \quad 10^{-8} \text{ volts}$$

soit

$$V_0 = N H S \omega \sin \omega t \cos \alpha \quad 10^{-8} \text{ volts}$$

L'amplitude de tension induite est:

$$V_0 = NHS \omega \cos \alpha \quad 10^{-8} \text{ volts}$$

mais $H = \frac{E}{300}$ avec E en volts par centimètre

et $\omega = \frac{2\pi \times 3 \times 10^{10}}{\lambda}$ avec λ en cm

donc $V_0 = \frac{2\pi NS}{\lambda} \times E \cos \alpha$ volts

Or nous savons que $\frac{2\pi NS}{\lambda}$ = h eff du cadre et l'amplitude de tension induite est donnée par:

$$V_0 = E \, h_{eff} \cos \alpha$$

La f.é.m. peut se calculer également à partir du champ électrique en composant les f.é.m. induites dans les deux brins du cadre parallèles à la direction du champ. On obtient un effet différentiel comparable à celui étudié pour l'émission.

La f.é.m. induite dépend de cos α
Elle passe par un maximum égal à

$$V_{0\,max} = E \, h_{eff}$$

lorsque le cadre est perpendiculaire à cette direction, la f.é.m. s'annule.

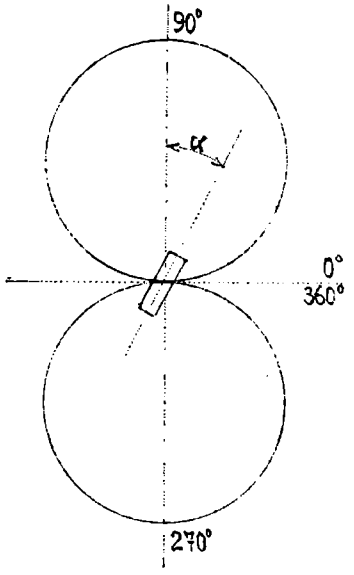


Fig. 203

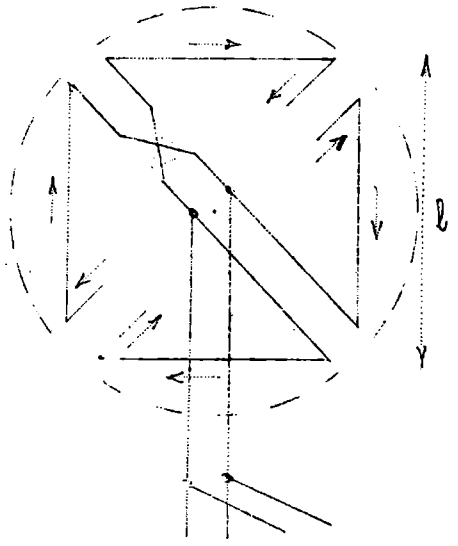


Fig. 204

7,43 Antennes cadre Alford

L'antenne cadre Alford a été réalisée afin de remplacer les cadres aux fréquences élevées l'efficacité des cadres ordinaires étant alors trop faible.

L'antenne Alford forme un carré dont les quatre côtés sont alimentés en régime stationnaire de telle façon que les sens de courant soient les mêmes que dans un cadre.

L'alimentation se fait sur une diagonale par une ligne adaptée par court-circuit. Sur l'autre diagonale se trouvent deux lignes de transmission. Le courant varie peu le long des côtés du carré.

La résistance effective de cette antenne est élevée. On a:

$$R_{eff} = 320 \left[\sin \left(\pi \frac{\ell}{\lambda} \right) \right]^4$$

ℓ étant la longueur du côté du carré.

7,5 SYSTEMES DIRECTIFS D'ANTENNES

Etudions l'effet directif résultant de l'association de plusieurs antennes. Nous distinguerons les cas:

- de 2 antennes alimentées en phase
- " " en opposition de phase
- " " en quadrature
- " " en V
- d'une antenne avec brins parasites
- avec réflecteur en coin ou réflecteur parabolique.
- de réseaux d'antennes.

7,51 Cas de deux antennes parallèles alimentées en phase.

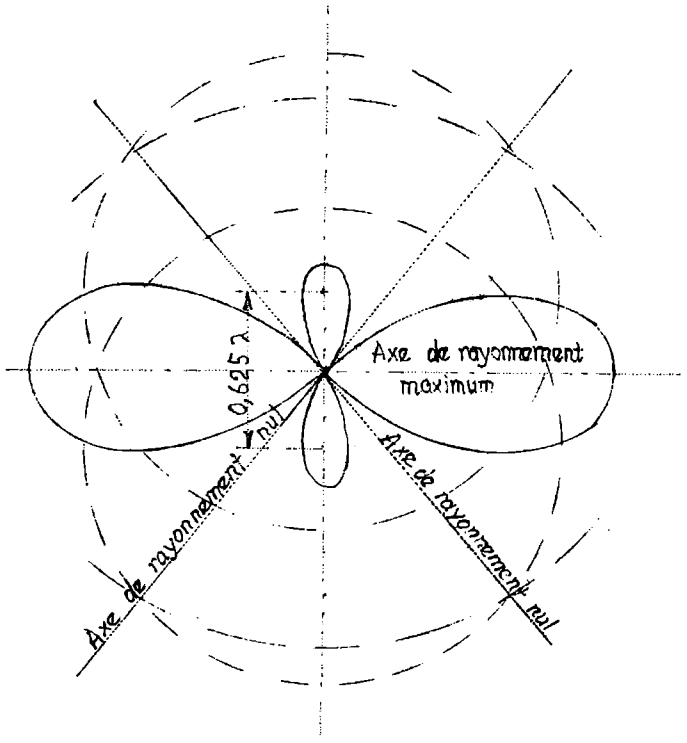
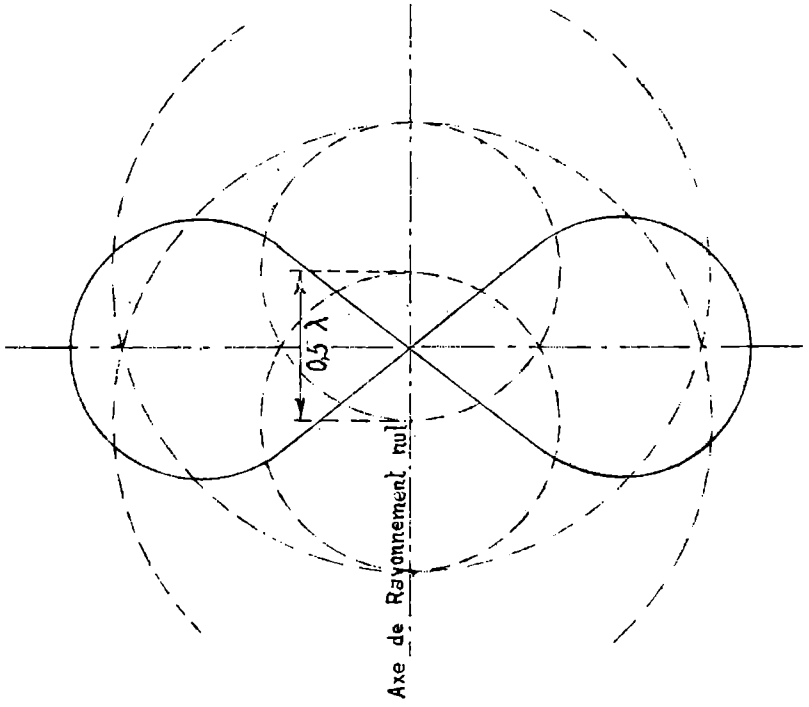


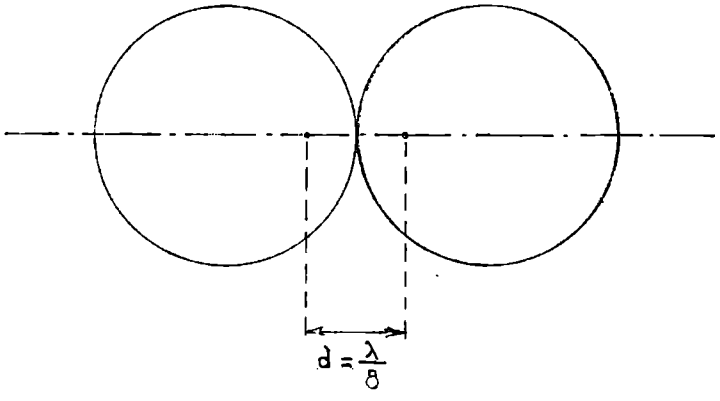
Fig. 205

Etudions le rayonnement dans un plan perpendiculaire aux antennes. Certaines directions sont privilégiées car les champs sont en phase, dans d'autres le rayonnement est nul car les champs sont en opposition.

La forme du diagramme dépend de la distance d entre les deux antennes. Le diagramme le plus favorable est obtenu avec une distance d = 0,625 λ . (Fig. 205)



— Fig. 206 —



— Fig. 207 —

Les deux champs sont en phase sur la normale à la droite joignant les deux antennes, sur deux axes inclinés les champs sont en opposition. Le diagramme présente donc deux directions privilégiées et deux folioles de rayonnement secondaire sur un axe perpendiculaire.

Dans le cas de deux brins horizontaux parallèles, la résistance de rayonnement de chaque antenne est 46 Ω . Le gain est alors 1.76.

On utilise également une distance d = 0,5 λ le diagramme ne présente plus les deux folioles parasites mais le gain descend à 1,6.

7,52 Cas de deux antennes parallèles alimentées en opposition de phase

C'est le principe du cadre appliqué aux antennes. On obtient un diagramme identique en plaçant les antennes à une distance de l'ordre de $\frac{\lambda}{8}$ (Fig.207).

La résistance de rayonnement qui est de 34 ohms par brin pour une distance $\frac{\lambda}{4}$ descend à 9 ohms par brin pour d = $\frac{\lambda}{8}$. Dans ce dernier cas, il y a lieu de réduire sérieusement les résistances de pertes afin de ne pas réduire trop le rendement. Le gain qui est de 1,54 varie très peu avec la distance d.

L'alimentation en opposition de phase se fait suivant la disposition de la fig. 208. Par le montage croisé les deux doublets sont branchés en parallèle, la résistance apparente d'antenne est alors la moitié de la résistance de chaque dipôle. Ce type d'antenne utilisé en radiogoniométrie à ondes courtes est appelée antenne Adcock.

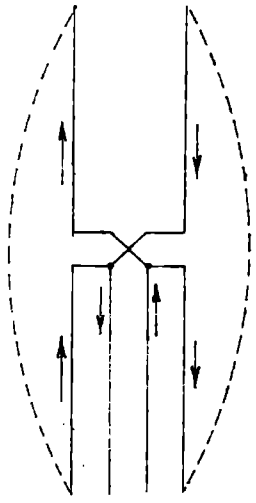


Fig. 208

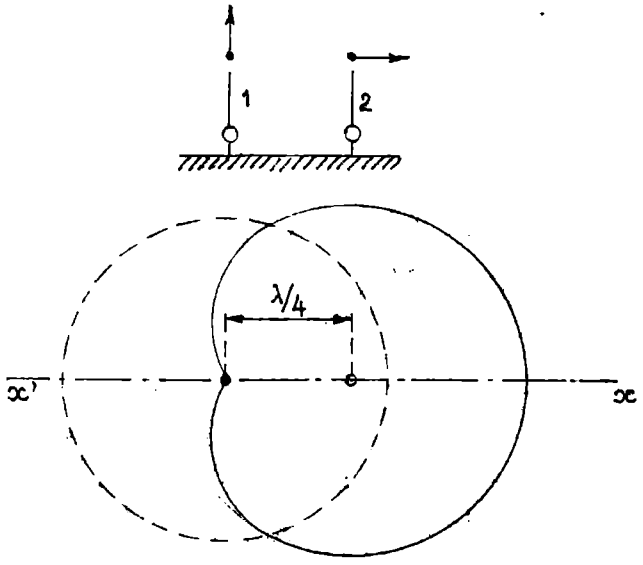


Fig. 209

7,53 Cas de deux antennes parallèles alimentées en quadrature

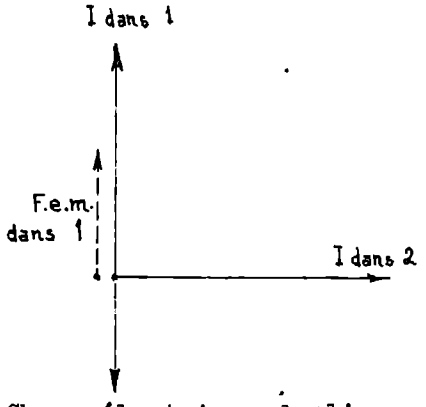
Soient les antennes (1) et (2) distantes de $\lambda/4$ et alimentées en quadrature. Le courant dans l'antenne (1) est en avance de $\pi/2$ sur le courant dans l'antenne (2). (Fig. 209) Dans la direction ex le rayonnement de (1) prend un retard d'un quart de période sur le rayonnement de (2) en raison de la distance $\lambda/4$ entre les deux antennes. Ce retard compense l'avance du courant de (1) et les deux champs sont en phase.

Par contre dans la direction inverse ex' le rayonnement de (2) qui a déjà un retard d'un quart de période, l'augmente d'un autre quart par la distance $\lambda/4$ et les deux champs se trouvent en opposition. Le diagramme directionnel est alors une cardioïde. L'antenne (1) joue le rôle de réflecteur par rapport à l'antenne (2). Le retard de phase peut être obtenu par les feeders, généralement un seul brin est alimenté directement par l'émetteur, c'est le radiateur. Le réflecteur placé à $\lambda/4$ est alimenté par induction.

Le champ électrique dû à l'antenne (2) prend un retard de $\pi/2$ sur le courant dans 2 en raison de la distance $\lambda/4$. Ce champ induit une f.é.m.

fem = - Eh en opposition de phase avec le champ.

L'antenne (1) étant à l'accord, le courant qui la traverse est en phase avec la f.é.m. donc en quadrature avant avec le courant dans (2).



Champ électrique de l'antenne 2 au niveau de l'antenne 1
Fig. 210

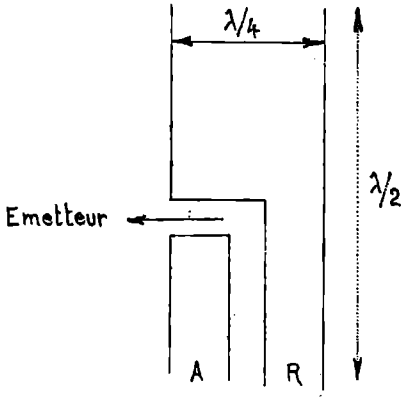


Fig. 211

Dans le cas des collecteurs d'ondes, le brin parasite accordé est placé également à $\lambda/4$ en arrière de l'antenne principale. Le champ électromagnétique se propageant dans le plan des antennes prend 1/4 de période de retard pour aller de A en R. La f.é.m. induite dans R et le

courant sont en opposition de phase avec le champ, le retard est alors de 3/4 de période. Le champ de R prend encore 1/4 de période de retard au niveau de A et se trouve en phase avec le champ principal.

7,54 Antennes en V

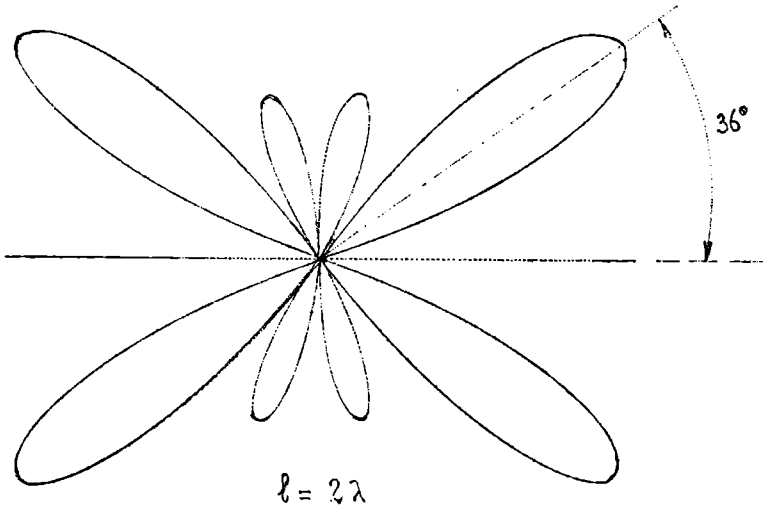


Fig. 212

Une antenne en V est formée de 2 conducteurs de grande longueur devant λ , alimentés en régime stationnaire et faisant un certain angle. Chaque brin d'antenne présente un diagramme directif comportant 4 follioles principaux faisant avec l'axe un angle d'autant plus faible que l'antenne est longue. (Fig. 213).

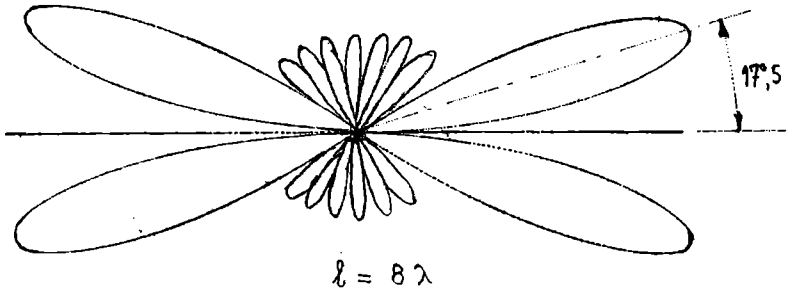
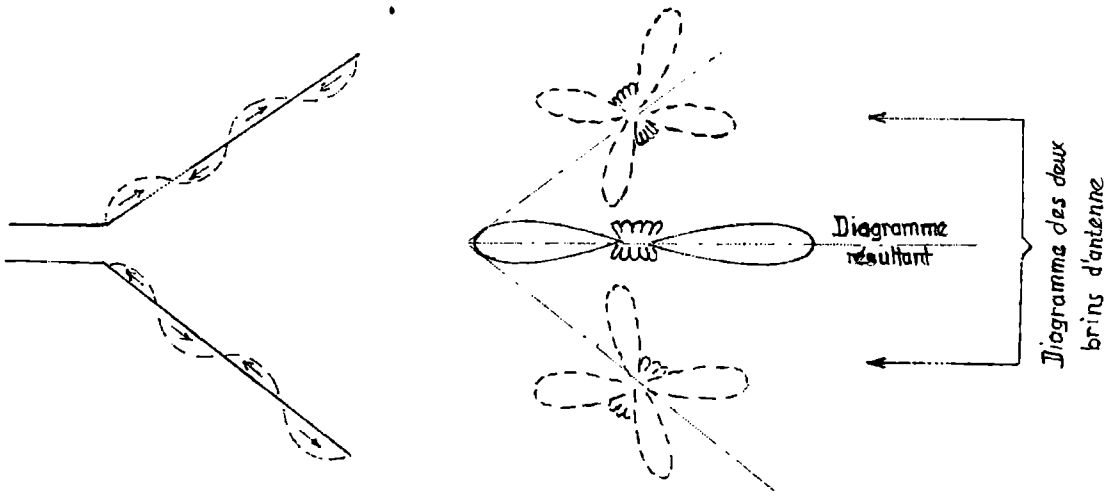


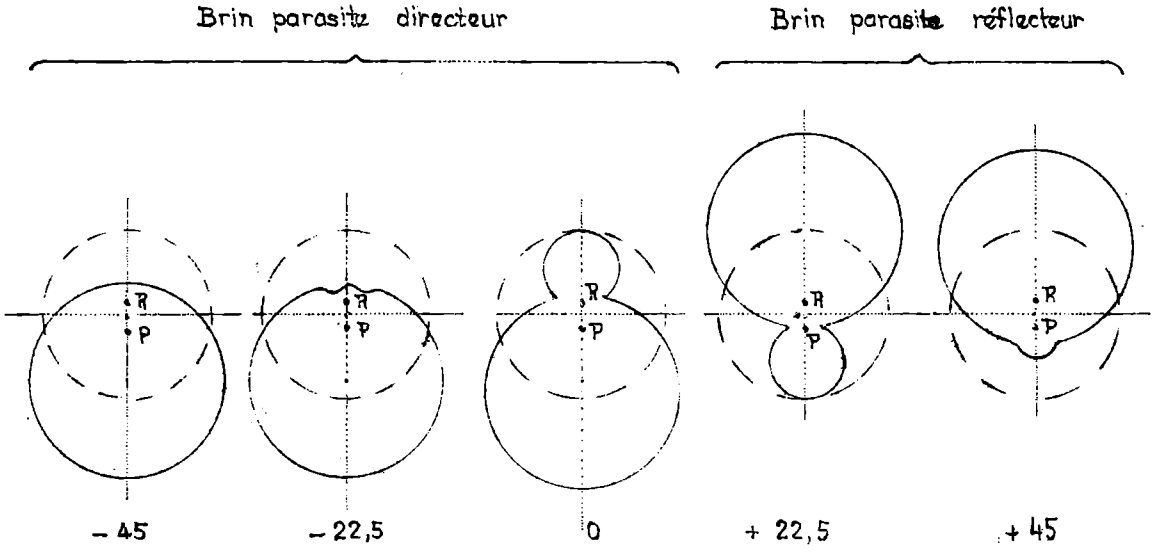
Fig. 213

L'angle d'ouverture du V est égal à 2 fois l'angle formé par l'axe d'un foliole et l'axe du conducteur. Le diagramme résultant est ainsi formé de deux folioles principaux situés sur la bissectrice du V.

Le gain peut atteindre 19 dans le cas de brins de longueur $\ell = 8\lambda$.



– Fig. 214 –



P = brin parasite R = Radiateur

Déphasage dans le brin parasite (distance 0,1 λ du radiateur)

– Fig. 215 –

7,55 Cas d'une antenne avec brins parasites désaccordés.

Un brin parasite placé à proximité et parallèlement à un brin radiateur produit un effet directif variable avec l'accord du brin parasite et sa distance au radiateur.

Déphasage dans le brin parasite (distance 0,1 λ du radiateur).

La figure 215 montre le diagramme directif résultant de la combinaison de deux antennes distantes de 0,1 λ pour différents déphasages dans le brin parasite. On remarque pour les déphasages 0 et + 22,5 degrés des diagrammes identiques mais avec direction privilégiée.

Pour des déphasages nuls ou négatifs le brin parasite est par rapport au radiateur, dans la direction du champ principal; c'est un brin directeur.

Pour des déphasages positifs le brin parasite est placé derrière le radiateur par rapport à la direction privilégiée du champ; c'est un brin réflecteur.

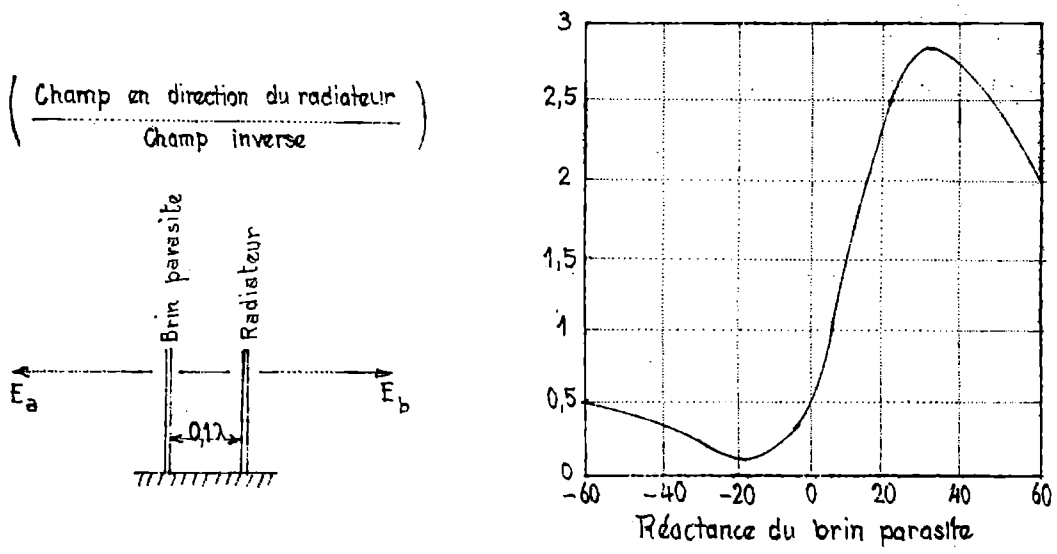


Fig. 216

L'effet de directivité est donné par la courbe de la fig. 216 dans le cas d'une distance 0,1 λ entre les deux antennes. On note que l'efficacité du directeur est maximum lorsque la réactance du brin parasite est capacitive et égale à environ 20 ohms.

Pour un réflecteur, il faut que la réactance inductive soit égale à 30 ohms.

Nous savons qu'une antenne allongée devient inductive et

qu'une antenne raccourcie devient capacitive. Ainsi en plaçant de part et d'autre d'une antenne accordée un brin parasite plus long et un brin parasite plus court, on obtient un diagramme très directif. En plaçant plusieurs directeurs comme pour l'antenne Yagi (Fig. 217) on augmente encore le gain d'antenne.

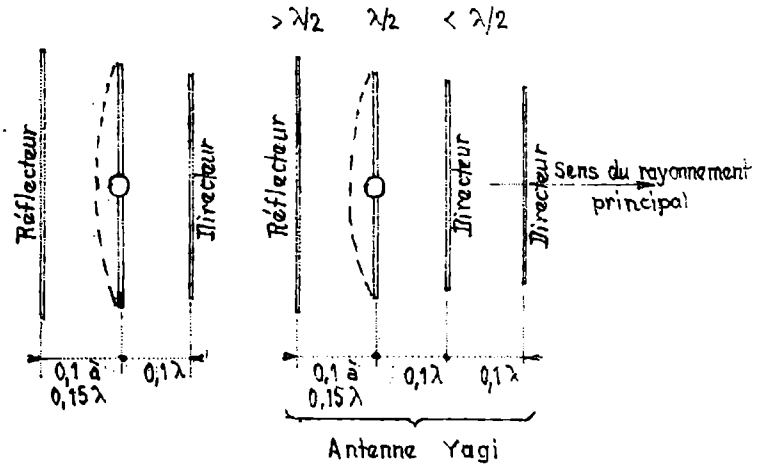


Fig. 217

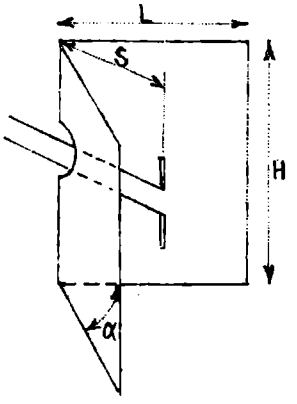


Fig. 218

7,56 Cas d'une antenne avec réflecteur en coin ou réflecteur parabolique.

1) Coins réflecteurs:

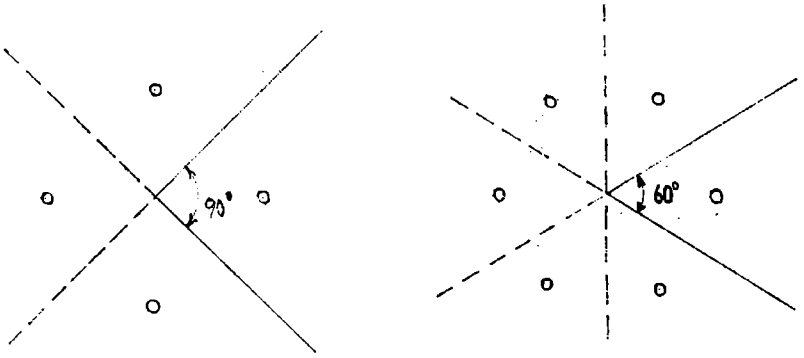
En V.H.F. et U.H.F. on utilise des réflecteurs particuliers formés de deux écrans disposés en coin comme le montre la figure 218.

Le dipôle est placé dans le plan bissecteur à une distance S du fond. Il donne un nombre d'antennes images variable suivant l'angle des deux côtés du réflecteur.

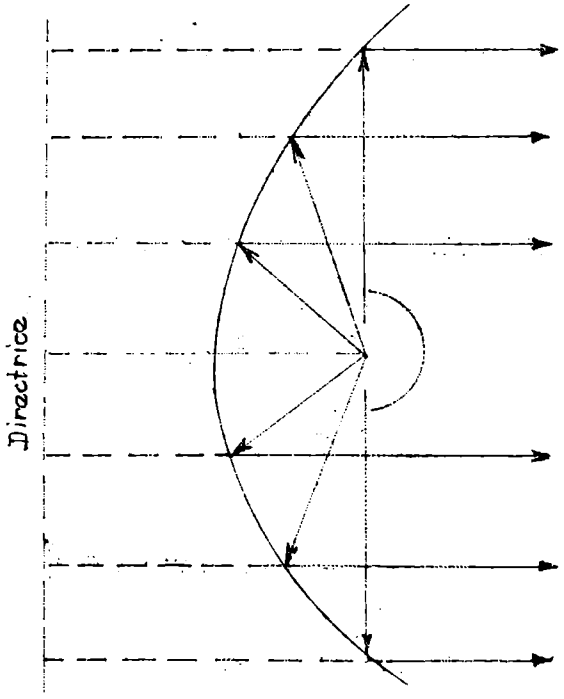
Le nombre total d'antennes est:

$$N = \frac{360}{\alpha}$$

Le diagramme directif résultant de la combinaison de ces N antennes présente une direction privilégiée sur la bissectrice. Le gain d'antenne dépend de α et de S. Il faut cependant tenir compte de la résistance de rayonnement qui ne doit pas être trop faible. On a:



-- Fig. 219 --



- Fig. 220 -

	α	Gain	Résistance de rayonnement
S = 0,5	45°	14 db	15 Ω
	60°	12 db	70 Ω
	90°	10 db	> 100 Ω
S = 0,3	45°	9,5 db	négligeable
	60°	12 db	8 Ω
	90°	10 db	45 Ω

Le gain croît avec S mais lorsque S est trop élevé il apparaît des lobes secondaires gênants.

Si α est petit le gain est élevé mais la résistance de rayonnement peut devenir très faible.

La longueur L des côtés du réflecteur doit être environ 3 ou 4 S.

La hauteur H (parallèlement au doublet) doit être supérieure à S d'au moins $\lambda/2$.

2) Réflecteurs paraboliques:

Considérons tout d'abord le cas d'un paraboloïde de révolution. L'antenne est placée au foyer (Fig. 220) La distance de la paroi réfléchissante au foyer étant égale à la distance à la directrice de la parabole, les différents rayons électromagnétiques semblent venir du plan directeur et sont ainsi en phase à leur sortie du réflecteur. D'autre part le régime de propagation en ondes sphériques donné par l'antenne se transforme en propagation en ondes planes.

L'effet directif est ainsi très élevé.

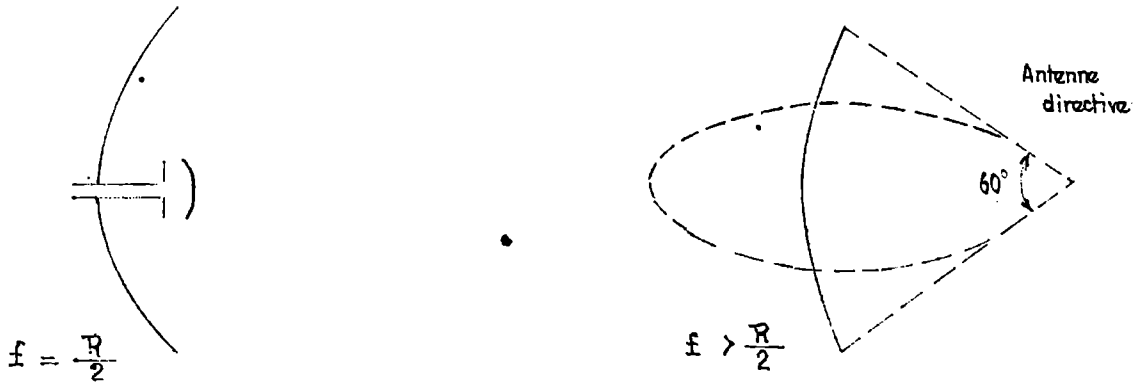
Si le rayon direct de l'antenne est utilisé, il faut qu'il soit en phase avec les rayons réfléchis, il importe donc que la distance focale soit égale à un nombre impair de quart d'onde.

Généralement un réflecteur hémisphérique évite le rayonnement direct.

La puissance rayonnée est maxima lorsque l'antenne est située dans le plan d'ouverture, c'est-à-dire pour $f = \frac{R}{2}$ (Fig. 221 a)

Le gain de puissance est alors:

$$g = \left(\frac{\pi R}{\lambda}\right)^2 = \frac{\pi S}{\lambda^2}$$



(a) Fig. 221 (b)

R = Rayon d'ouverture
f = distance focale.

S étant la surface d'ouverture du réflecteur. On voit que le gain croît proportionnellement à la surface et au carré de la fréquence.

- Lorsque l'antenne est elle-même directive, le paraboloïde est réduit de telle façon que l'angle vu de l'antenne comprenne entièrement le diagramme directif de l'antenne (Fig. 221 b).

- On utilise également des cylindres paraboliques.

7,57 Réseaux d'antennes

1) Réseaux d'antennes à diagramme transversal:

Si l'on place un réseau d'antennes parallèles alignées avec un écartement constant de $\lambda/2$ et alimentées en phase on obtient un diagramme très directif avec deux lobes principaux perpendiculaires au plan des antennes et dans les autres directions quelques folioles d'importance négligeable.

Le gain dépend:

- de la longueur du réseau: pour un espacement de $\lambda/2$ on note un gain de 5 db par portion de réseau de longueur 2λ, ainsi
  le gain pour 2λ est 5 db
  le gain pour 10λ est 25 db.

- de l'espacement entre les antennes: le gain diminue beaucoup lorsque l'espacement augmente. L'espacement qui est habituellement $\lambda/2$

ne peut dans aucun cas dépasser 3 /4.

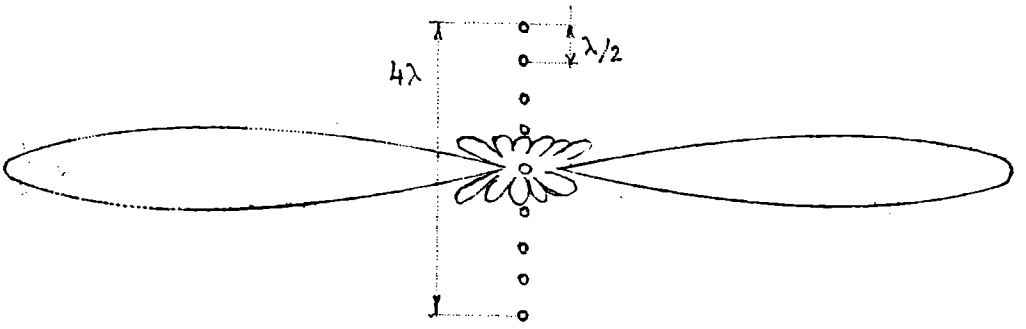


Fig. 222

Le diagramme peut être rendu unidirectionnel en plaçant en arrière de $\lambda/4$ un réseau réflecteur identique mais alimenté par induction. Le gain est alors multiplié par 1,5 environ.

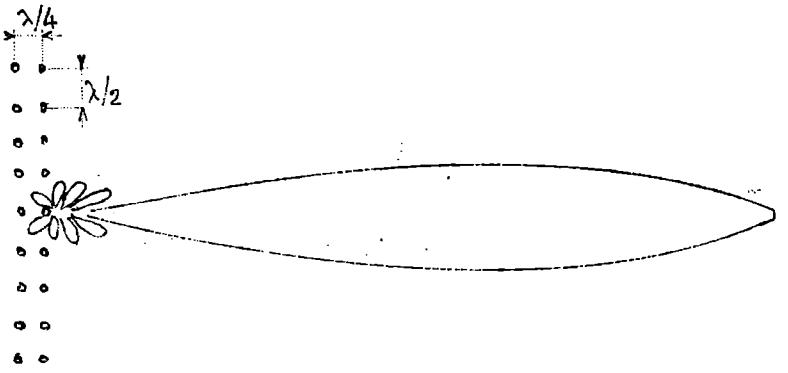


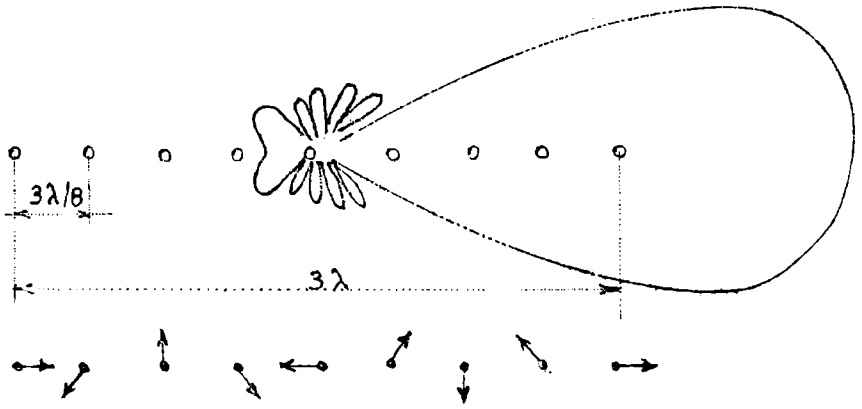
Fig. 223

Les deux réseaux étant identiques, il est ainsi possible d'inverser le sens de propagation en inversant le rôle des réseaux.

2) Réseaux d'antennes à diagramme longitudinal:

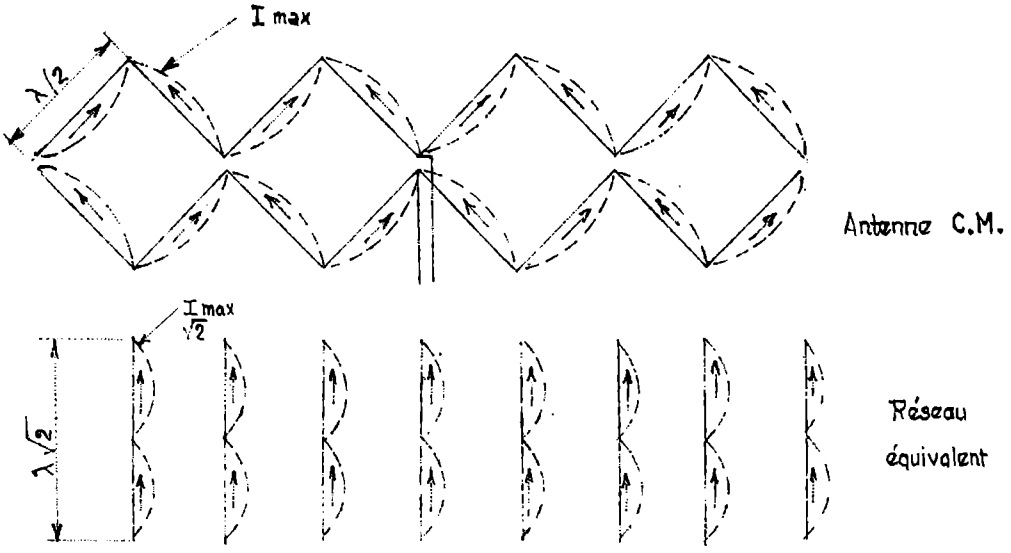
Alimentons les antennes d'un réseau par des courants déphasés de $\frac{2\pi d}{\lambda}$ d'une antenne à la suivante et toujours de même sens. La distance d entre les antennes est petite (inférieure à $3\lambda/8$). Les déphasages des courants et des champs produits se compensent dans une direction située dans le plan du réseau, les rayonnements s'ajoutent. Par contre dans la direction inverse ils se neutralisent en partie. On obtient ainsi un diagramme directif unidirectionnel.

Le rayonnement est dirigé dans la direction des antennes ayant un retard de phase (Fig. 224.)

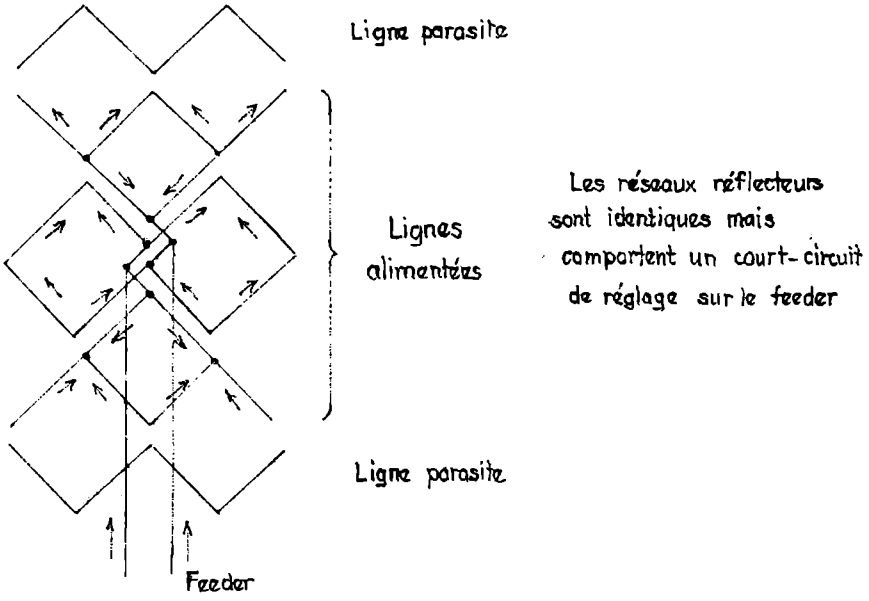


Phases des courants dans les antennes

-- Fig. 224 -



— Fig. 225 —



— Fig. 226 —

Le gain dépend:

- de l'espacement des antennes: le gain est maximum pour une distance de $\lambda/4$ ou $3\lambda/8$;

- de la longueur du réseau: le gain varie ainsi de:
  7 db pour une longueur de 2λ à
  29 db pour une longueur de 10λ

Ainsi à nombre d'antennes égal $d = 3\lambda/8$ donne un gain plus élevé que $d = \lambda/4$.

3) Réalisation des réseaux.

Les différentes solutions utilisées sont:

- Réseaux en ligne brisée Chiriex Mesny

La ligne alimentée en son centre forme des carrés de $\lambda/2$ de côté. En régime stationnaire elle est équivalente à un réseau d'antennes verticales distantes de $\frac{\lambda}{2\sqrt{2}}$

Les réseaux CM comportent généralement 2 lignes alimentées suivant le schéma de la figure 225 et deux lignes parasites alimentées par induction.

- Réseau en grecque

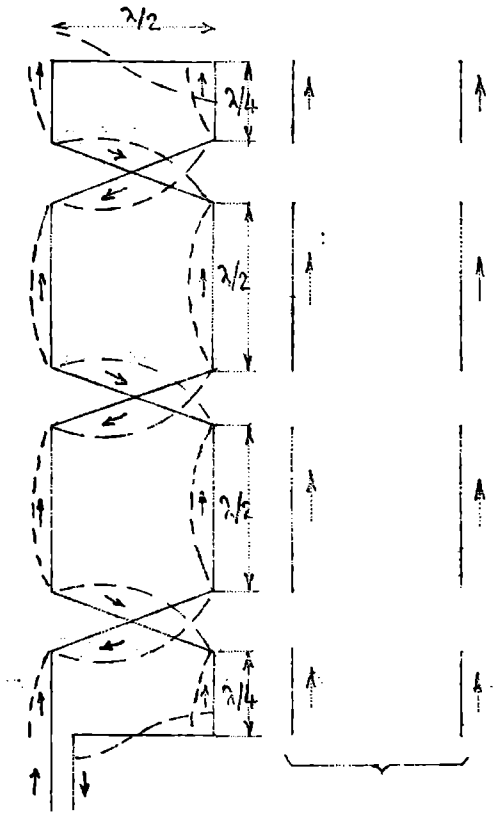
La ligne forme des carrés de $\lambda/2$ de côté (Fig. 227) Les rayonnements des conducteurs horizontaux se neutralisent les conducteurs verticaux forment un réseau d'antennes.

- Antenne Franklin

Des successions d'antennes demi-onde peuvent être obtenues avec une ligne linéaire en neutralisant les demi-ondes inverses soit par des inductances (fig.228 a) soit par des lignes non rayonnantes (fig. 228 b).

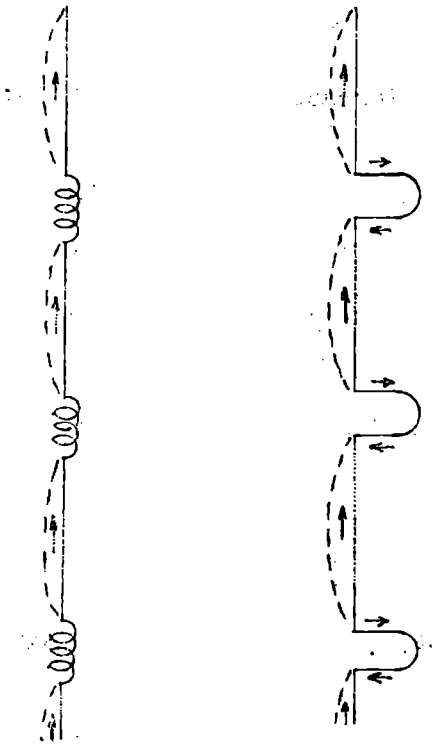
7,6 ANTENNES A LARGE BANDE.

Les antennes étudiées précédemment, à l'exception des antennes à ondes progressives n'étaient utilisables que pour une fréquence ou une bande très étroite de fréquence. En Télévision le problème est plus compliqué car la bande transmise est de l'ordre de 5 à 10 Mhz c'est-à-dire de 5 à 10 % de la fréquence porteuse. Il faut que l'impédance d'antenne varie peu dans la bande de fréquence



Réseau en grecque — Réseau équivalent

Fig. 227



(a) (b)

Fig. 228

- Réseaux alimentés par un Feeder à ondes stationnaires.

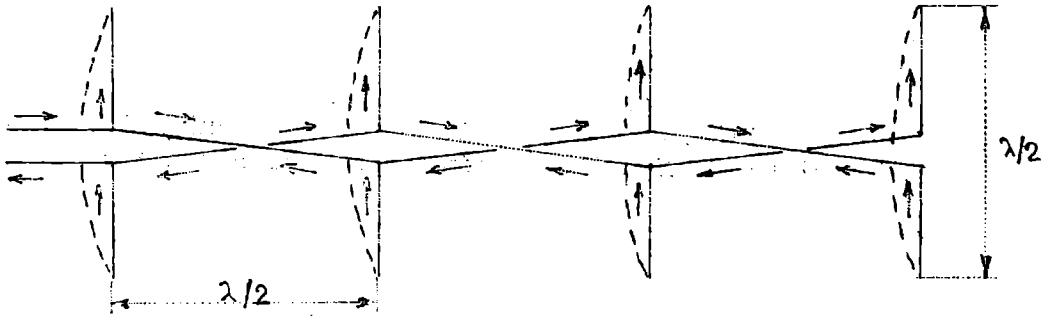


Fig. 229

Les différents dipôles du réseau sont alimentés par des feeders de longueur égale à $\lambda/2$ mais croisés de façon à rétablir les phases (Fig. 229).

transmise afin d'éviter des réflexions parasites qui produiraient des"images fantômes".

Pour atteindre ce but des antennes très diverses sont utilisées (Fig. 230)

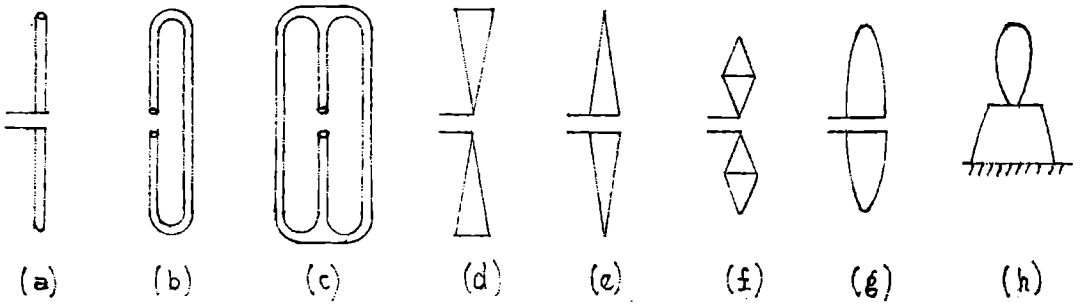


Fig. 230

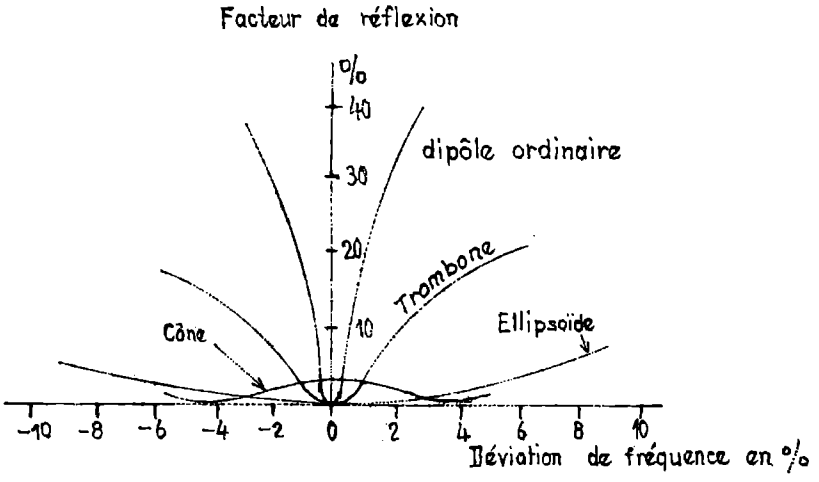


Fig. 231

On distingue:
- l'antenne cylindrique (a)
- l'antenne trombone (b)
- l'antenne double trombone (c)
- l'antenne cône (d)
- l'antenne diamant (e)
- l'antenne double diamant (f)
- les antennes ellipsoïdales (g et h)

La figure 231 donne les valeurs du facteur de reflexion de quelques antennes comparées au dipôle ordinaire de faible section.

Antenne trombone

Replions une ligne de longueur λ en régime stationnaire comme le montre la figure 232. Nous obtenons une antenne trombone.

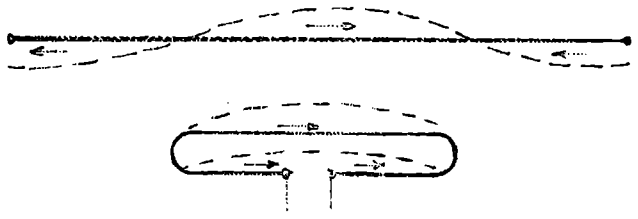


Fig. 232

Les conducteurs parallèles traversés par des courants de même sens ajoutent leur rayonnement.

L'écartement des conducteurs étant très faible devant λ, il n'en résulte aucun effet directif particulier.

Calculons la résistance effective d'un trombone dont le conducteur a une section constante, soit I eff le courant dans l'antenne trombone. Celle-ci est équivalente au point de vue rayonnement à un dipôle simple traversé par un courant 2 I eff. Ainsi la puissance rayonnée par le trombone est:

$$P = 73\ (2\ I\ eff)^2$$

La résistance effective de l'antenne est donc:

$$R = 73 \times 4 = 292 \text{ ohms.}$$

On compte pratiquement de 290 à 300 Ω.

Le trombone double à 3 conducteurs de même section présente une résistance effective 9 fois plus élevée que celle d'un dipôle (de l'ordre de 660 Ω).

Remarque - Lorsque les conducteurs d'un trombone n'ont pas le même diamètre, le coefficient multiplicateur d'impédance est différent; il dépend du rapport des diamètres et de la distance entre les deux conducteurs.

Les trombones sont souvent utilisés avec réflecteur et directeurs. Les brins rayonnants sont assemblés en leur point milieu par une tige pouvant être conductrice.

L'ensemble a une très grande rigidité mécanique.

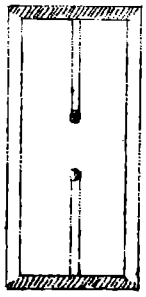


Fig. 233

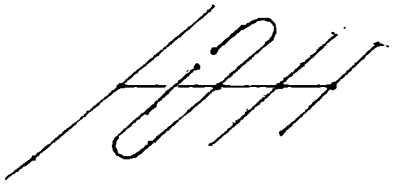


Fig. 234

Les brins parasites réduisent l'impédance de l'antenne et avec un radiateur trombone il est possible d'obtenir l'impédance normale de 75Ω , courante pour les feeders de descente.

7,6 FEEDERS

Un aérien d'émission se trouve en général à une certaine distance de l'émetteur. Le transfert de l'énergie haute fréquence est assuré par une ligne appelée feeder.

On distingue deux types principaux de feeders:

Les feeders à ondes stationnaires
Les feeders à ondes progressives.

L'emploi de feeders chargés sur leur impédance caractéristique, c'est-à-dire fonctionnant en régime progressif, conduit à un meilleur rendement qu'avec les feeders à ondes stationnaires.

On peut utiliser:

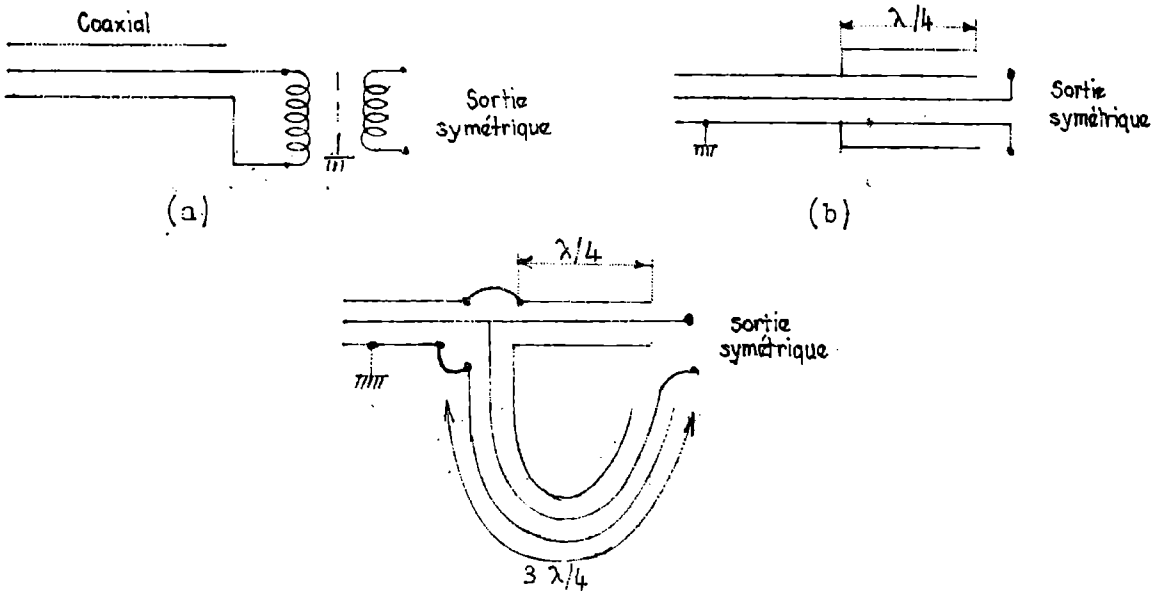
- des lignes coaxiales. Ces lignes sont dissymétriques. Elles sont réalisées avec des isolants à faibles pertes tels que trolitul, polystyrene ou polythène. On utilise généralement des lignes à 75 ohms.

Dans le cas d'attaque d'une antenne symétrique, la ligne coaxiale doit comporter à sa sortie un système d'adaptation dissymétrique-symétrique.

L'adaptation peut se faire par un transformateur à écran. (Fig. 235 a)

On utilise d'autres dispositifs, parmi ceux-ci l'adaptation par tube quart d'onde (Fig. 235 b). Le demi-dipôle relié au tube extérieur du coaxial est isolé de la masse par un tube quart d'onde

fermé du côté masse et présentant ainsi une impédance élevée du côté ouvert.



(c) Fig. 235

Une autre solution consiste à produire une inversion de phase par un tronçon de ligne ayant λ/2 de plus que la ligne directe (Fig. 235 c).

- des lignes bifilaires. Ces lignes symétriques introduisent des pertes très faibles. En pratique, on réalise des lignes bifilaires pour des impédances comprises entre 200 et 700 Ω . On utilise souvent des lignes à 600 ohms réalisées avec deux fils émaillés de 15/10 distants de 11 cm. On trouve également des lignes à 300 Ω ruban isolées à l'alcathène (pertes inférieures à 0,8 db pour 100 pieds).

L'utilisation de feeders à ondes progressives nécessite une adaptation exacte de l'impédance de la ligne à l'impédance de l'aérien de façon à éviter les réflexions.

Lorsque l'impédance de la ligne est égale à l'impédance de l'antenne, la liaison est faite directement. Dans le cas contraire on utilise les solutions suivantes:

- adaptation par transformateur quart d'onde (pour
- adaptation par boucle. (mémoire

Adaptation en trapèze.

L'impédance d'une antenne dipôle, faible au milieu croît au fur et à mesure que l'on s'écarte du centre pour être maximum

aux extrémités. On peut utiliser cette caractéristique pour chercher

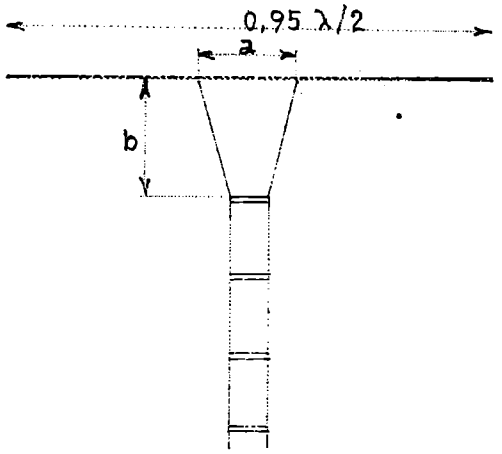


Fig. 236

le long de l'antenne deux points dont l'impédance s'accorde à celle de la ligne, il faut évidemment que l'impédance de la ligne soit supérieure à l'impédance au centre de l'antenne.

Ce principe est très utilisé car l'antenne est de réalisation plus facile en raison de la continuité mécanique du brin rayonnant. Celui-ci peut par exemple être réalisé par un tube.

La longueur de l'antenne est $L = 0,95 \frac{\lambda}{2}$

c'est-à-dire en fonction de la fréquence

$$L = \frac{143}{f} \text{ en mètre (avec f en M hz)}$$

Le trapèze de raccordement est, dans le cas d'une ligne à 600 ohms, donné par:

$$a = K \frac{150}{f} \text{ mètres}$$

$$b = \frac{45}{f} \text{ mètres}$$

avec f en Mhz.

K un coefficient étal à 0,25 pour $f < 3$ Mhz
0,24 pour $3 < f < 28$ mhz
0,23 pour $f > 28$ mhz

Antenne Hertz-Windom

L'antenne Hertz-Windom dérive de l'antenne en trapèze. Le feeder ne comporte qu'un conducteur attaquant l'antenne 1/2 onde au tiers de sa longueur.

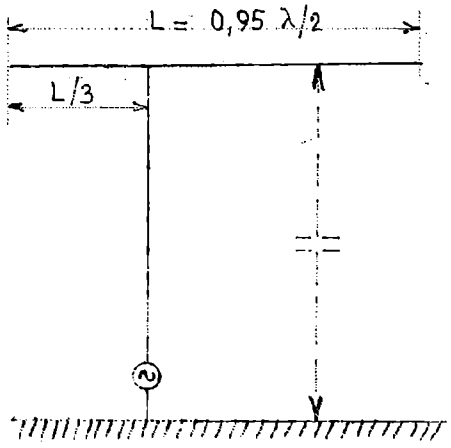


Fig. 237

Dans ce cas la capacité avec le sol assure le retour du courant. Pour un fonctionnement en régime progressif, il faut que le feeder attaque l'antenne perpendiculairement et que la prise de terre soit bonne.

7,7 EXERCICE SUR LE CHAPITRE VII

Un dipôle accordé sur 30 MHz est alimenté avec une intensité au centre de 0,55 ampère efficace. A 100 mètres de l'aérien on mesure un champ électromagnétique de 300 mV/m.

- Quelle est la hauteur effective de l'aérien d'émission?
- Quelle est la puissance rayonnée?

On place à 10 km de l'aérien un cadre circulaire de 0,50m de diamètre comportant 10 spires, accordé par une capacité sans pertes de 50 pF.

Sachant que la résistance du bobinage est de 10Ω à la fréquence d'utilisation, quelle est la tension disponible aux bornes du cadre lorsque celui-ci a l'orientation optima?

On supposera qu'aucun obstacle ne modifie la propagation.

Solution :

La hauteur effective est:

$$h_{eff} = \frac{E \lambda D}{120\pi I_{eff}} = \frac{3.10^5 . 10^{-2} . 10^{-1}}{120 \pi \ 0,55} = 1,45 \text{ m}$$

La puissance rayonnée est:

$$P = 320\,\pi^2 \left(\frac{h_{eff}}{\lambda}\right)^2 I_{eff}^2 = 320\,\pi^2 \left(\frac{1,45}{10}\right)^2 \overline{0,55}^2 = 20,4 \text{ watts}$$

Le champ à 10 km est:

$$E = \frac{300 \times 0,1}{10} = 3 \text{ mv/m}$$

La hauteur effective du cadre est:

$$h_{eff} = \frac{2\pi NS}{\lambda} = \frac{2\pi\ 10\ \pi\ \overline{0,5}^2}{10 \times 4} = 1,25 \text{ m}$$

La f.é.m. induite lorsque le plan du cadre est dans la direction de l'émetteur est:

$$e = E\ h_{eff} = 3 \times 1,25 = 3,75 \text{ mV}$$

Le coefficient de surtension du cadre est:

$$Q = \frac{1}{RC\omega} = \frac{10^{12}}{10 \cdot 50 \cdot 2\pi\ 30\ 10^6} = 10$$

La tension aux bornes du cadre devient:

$$V = Qe = 10 \times 3,75 = 37,5 \text{ mV}$$

CHAPITRE VII

PROPAGATION DES ONDES

L'étude du rayonnement électromagnétique doit être adaptée aux conditions de propagation autour de la terre. Il y a lieu, en particulier, de tenir compte d'une part de la nature et de la forme du sol et d'autre part de l'ionisation de la haute atmosphère. On doit distinguer deux modes de propagation:

- la propagation directe par ondes de sol
- la propagation indirecte par ondes d'espace.

8,1 PROPAGATION DIRECTE

Nous avons indiqué qu'une antenne de hauteur effective 2 h loin de tout obstacle ou une antenne de hauteur h loin de tout obstacle ou une antenne de hauteur h au-dessus d'une surface plane parfaitement conductrice produisent un champ.

$$E = \frac{120 \pi H I}{\lambda D}$$

expression qui montre que le champ varie comme l'inverse de la distance. En réalité cette formule doit être corrigée en tenant compte des conditions réelles de propagation à la surface de la terre.

8,11 Influence de la conductibilité imparfaite du sol.

La conductivité imparfaite du sol introduit un affaiblissement supplémentaire.

Sommerfeld a étudié cette influence en rassemblant sous un paramètre auxiliaire appelé "distance numérique p", les diverses variables qui entrent dans la détermination de l'affaiblissement; ce sont:

- la distance D en km

- la longueur d'onde λ en km
- la fréquence f en KHz
- la constante diélectrique du sol ε en u.e.s. c.g.s.
- la conductibilité du sol σ en u.e.m.c.g.s.

on a:

$$p = \pi \frac{D}{\lambda} \frac{1}{\sqrt{\beta^2 \sigma^2 \lambda^2 + (\varepsilon+1)^2}} \quad e^{jb}$$

avec

$$b = \text{arc.tg} \frac{\varepsilon+1}{\beta\sigma\lambda}$$

et β une constante égale à 6×10^{15}

Le coefficient d'affaiblissement peut se calculer d'après les travaux de Van der Pol, Niessen et Norton par

$$A = \frac{2 + 0{,}3\,p}{2 + p + 0{,}6\,p^2} - \sin b \sqrt{\frac{p}{2\varepsilon \frac{5p}{8}}}$$

La formule du champ devient alors

$$E = A\ 120\ \pi \frac{hI}{\lambda D}$$

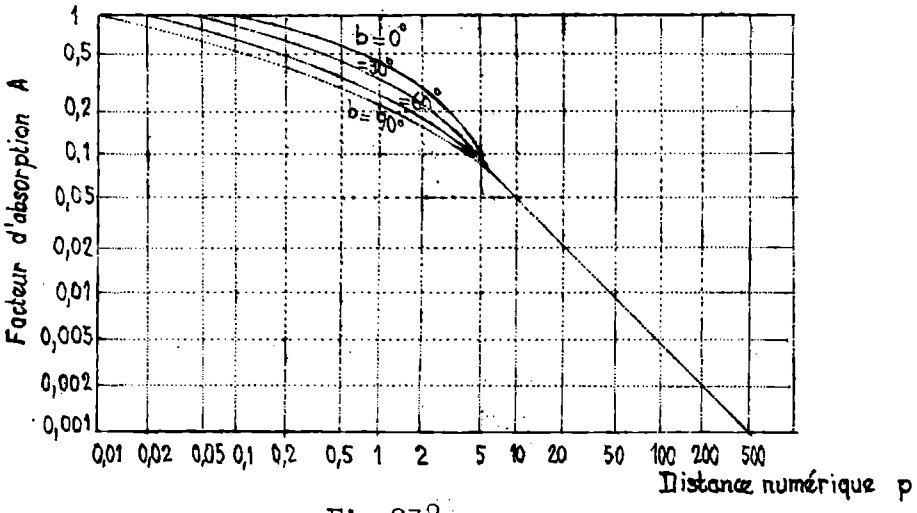


Fig.238

Le facteur d'absorption A en fonction de la distance numérique est donné par la figure 238.

Les valeurs ε et σ sont à titre d'exemple:

	ε en u.e.s.c.g.s.	σ en u.e.m.c.g.s.
eau de mer	80	1 à 4 10^{-11}
eau douce	80	de 10^{-14} à 10^{-13}
sol cultivé	de 3 à 4 (sol sec, ondes courtes) de 20 à 30 (sol humide, ondes longues)	de 10^{-14} à 10^{-13}
sol très sec rocailleux	?	de 10^{-14} à 10^{-15}

Dans certains cas particuliers, les formules précédentes peuvent être simplifiées.

a) En ondes kilométriques et hectométriques, quel que soit le sol $(\varepsilon + 1)^2$ devient négligeable devant $\beta^2\sigma^2\lambda^2$ donc b = 0.

La formule de SOMMERFELD devient:

$$p = \frac{\pi D}{6 \times 10^{15} \sigma \lambda^2}$$

cependant lorsque λ devient trop faible $(\varepsilon + 1)$ et $\beta\sigma\lambda$ peuvent devenir du même ordre et la simplification n'est plus possible.

- sur mer, à distance moyenne ou faible, p est très petit et l'affaiblissement négligeable. Pour les ondes hectométriques l'affaiblissement ne devient sensible qu'à partir de 1.000 kms.

- sur terre, σ étant environ 100 fois plus petit, le même affaiblissement est obtenu à une distance 100 fois plus faible.

b) En ondes métriques, on peut admettre par contre que $\beta^2\sigma^2\lambda^2$ est négligeable devant $(\varepsilon + 1)^2$ et la formule deSOMMERFELD devient:

$$p = \frac{\pi D}{\lambda (\varepsilon + 1)}$$

Lorsque $p > 20$ ou 30, l'affaiblissement diffère très peu de 1/2p. Comme p est proportionnel à D d'après la relation ci-dessus, le champ électromagnétique est inversement proportionnel au carré de la distance, le rayonnement direct se perd donc rapidement.

8,12 Influence de la courbure de la Terre.

La formule de SOMMERFELD ne tient pas compte de la courbure de la terre. A grande distance, lorsque la courbure n'est plus négligeable, la propagation se produit par un phénomène de diffraction.

En supposant la terre sphérique et parfaitement conductrice, Poincaré et Nicholson ont étudié le problème mathématiquement.

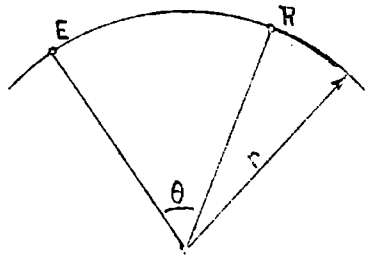


Fig. 239

Si r est le rayon terrestre (6370 Km) θ l'angle géocentrique entre l'émetteur et le récepteur, a une constante # 1,3. On obtient un nouveau facteur d'amortissement

$$A' = e^{-a\left(\frac{r}{\lambda}\right)^{\theta/3}}$$

D'après Watson, le champ électromagnétique est en faisant intervenir la conductibilité imparfaite du sol:

$$E = AA' \frac{120\pi h I}{\lambda D}$$

On peut vérifier que l'influence de la courbure terrestre est appréciable pour des distances:

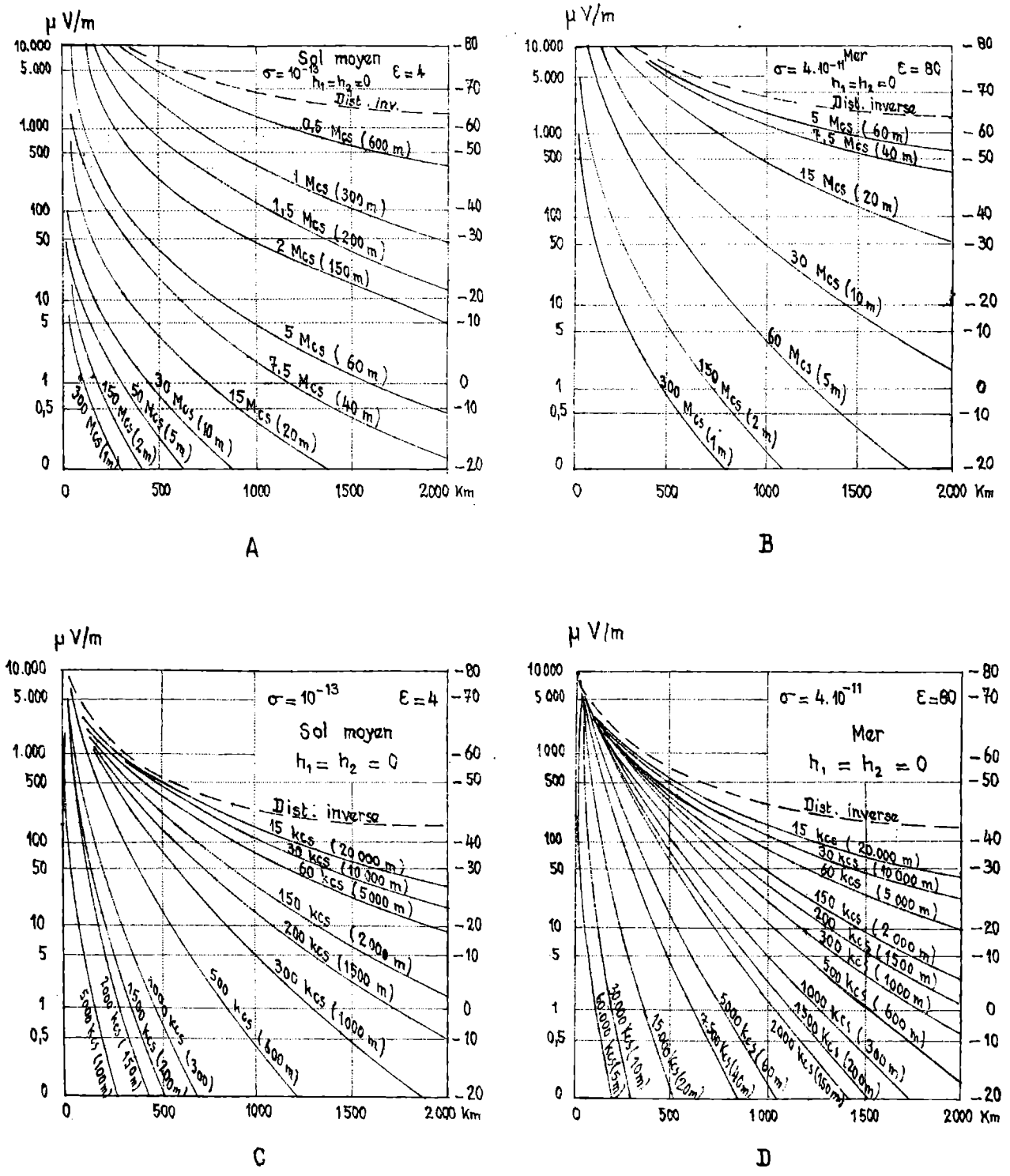
$$D \geqslant 160\sqrt{\lambda} \text{ kilomètres}$$

ce qui donne environ:

20 km en ondes courtes
100 Km en ondes moyennes
et 400 Km en ondes longues.

Le problème complet en donnant au sol des caractéristiques ε et σ bien déterminées, a été étudié par Van der Pol, mais les résultats en sont extrêmement complexes, les affaiblissements obtenus sont plus importants que par le produit AA' de la formule précédente.

Les courbes de Van der Pol représentées sur la figure 240 donnent pour une puissance rayonnée de 1 Km les valeurs du champ


μ V/m
Sol moyen
σ = 10⁻¹³ h₁ = h₂ = 0 ε = 4
Dist. inv.
0,5 Mcs (600 m)
1 Mcs (300 m)
1,5 Mcs (200 m)
2 Mcs (150 m)
5 Mcs (60 m)
7,5 Mcs (40 m)
15 Mcs (20 m)
30 Mcs (10 m)
50 Mcs (5 m)
150 Mcs (2 m)
300 Mcs (1 m)
0 500 1000 1500 2000 Km
A
μ V/m
Mer
σ = 4.10⁻¹¹ ε = 80
h₁ = h₂ = 0
Dist. inverse
5 Mcs (60 m)
7,5 Mcs (40 m)
15 Mcs (20 m)
30 Mcs (10 m)
60 Mcs (5 m)
150 Mcs (2 m)
300 Mcs (1 m)
0 500 1000 1500 2000 Km
B
μ V/m
σ = 10⁻¹³ ε = 4
Sol moyen
h₁ = h₂ = 0
Dist. inverse
15 kcs (20 000 m)
30 kcs (10 000 m)
60 kcs (5000 m)
150 kcs (2000 m)
200 kcs (1500 m)
300 kcs (1000 m)
500 kcs (600 m)
1000 kcs (300 m)
1500 kcs (200 m)
2000 kcs (150 m)
5000 kcs (60 m)
0 500 1000 1500 2000 Km
C
μ V/m
σ = 4.10⁻¹¹ ε = 80
Mer
h₁ = h₂ = 0
Dist. inverse
15 kcs (20.000 m)
30 kcs (10 000 m)
60 kcs (5 000 m)
150 kcs (2 000 m)
200 kcs (1500 m)
300 kcs (1000 m)
500 kcs (600 m)
1000 kcs (300 m)
1500 kcs (200 m)
2000 kcs (150 m)
5000 kcs (60 m)
7.500 kcs (40 m)
15.000 kcs (20 m)
30.000 kcs (10 m)
60.000 kcs (5 m)
0 500 1000 1500 2000 Km
D

— Fig. 240 —

électrique à différentes distances et pour différentes fréquences, l'émetteur et le récepteur étant placés au sol.

Les courbes "distance inverse" donnent les courbes théoriques de propagation dans un espace illimité, homogène et isotrope.

On note que l'affaiblissement augmente avec la fréquence et qu'il est plus important sur terre que sur mer. Cependant la différence qui est très faible aux fréquences les plus basses devient d'autant plus appréciable que la fréquence est élevée.

8,13 Propagation des ondes en VHF et UHF

Les ondes métriques et inférieures se propagent pratiquement en ligne droite. Le rayonnement normal est sensiblement limité à la portée optique. La portée peut ainsi être augmentée en surélevant les antennes d'émission et de réception.

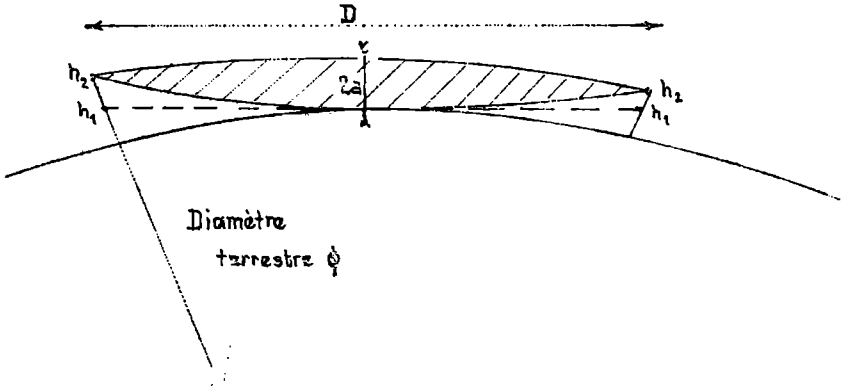


Fig. 241

Supposons pour simplifier le problème, que les antennes d'émission et de réception soient placées à la même hauteur du sol.

Pour une hauteur h_1 les deux antennes à une distance D sont en vision directe.

L'antenne de réception ne reçoit cependant qu'environ 25 % de l'énergie reçue en espace libre à la même distance. Cet affaiblissement supplémentaire est dû à l'interférence entre les rayons directs et les rayons réfléchis ou diffractés par le sol. Pour ne pas trop affecter la transmission il y a lieu de dégager la première zone de Fresnel de tout obstacle. Cette zone est pour deux foyers le lieu des points pour lesquels:

trajet indirect - trajet direct = $\lambda/2$.

Elle est représentée par un ellipsoïde de révolution dont les axes principaux doivent être d'une part la distance D entre émetteur et récepteur et d'autre part 2a, a étant approximativement la surélévation des antennes au-dessus de h_1 pour que la première zone de Fresnel soit dégagée du sol.

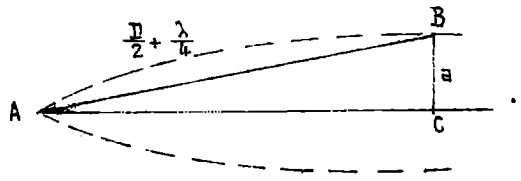


Fig. 242

La hauteur "a" peut être calculée d'après le triangle A B C (fig. 5)

On a d'après la définition précédente:

$$\left(\frac{D}{2} + \frac{\lambda}{4}\right)^2 = a^2 + \frac{D^2}{4}$$

ce qui donne

$$a = \sqrt{\frac{\lambda^2}{16} + \frac{D\lambda}{4}}$$

mais λ est très petit devant D et on peut prendre:

$$a \# \sqrt{\frac{D\lambda}{4}}$$

en surélevant l'antenne de $\sqrt{\frac{D\lambda}{8}}$ 78% de l'énergie maximum est reçue, avec une surélévation de $\sqrt{\frac{D\lambda}{2}}$ 100 % de l'énergie maximum peut être captée.

La hauteur des aériens doit être:

$$h_2 = h_1 + a$$

On démontre que la portée optique est:

$$D = \sqrt{8 \phi h_1}$$

ϕ étant le diamètre terrestre, soit environ 12.740 Km.

On en tire donc $h_1 \# 0{,}02\ D$

h_1 est donnée en mètres.

D est pris en km.

La hauteur est donc $h_2 = 0{,}02\ D^2 + 15{,}8\sqrt{\lambda D}$ avec D en km, h_2 et λ en mètres.

A proximité d'un émetteur à aérien surélevé il se produit une interférence entre les ondes directes et les ondes réfléchies par le sol.

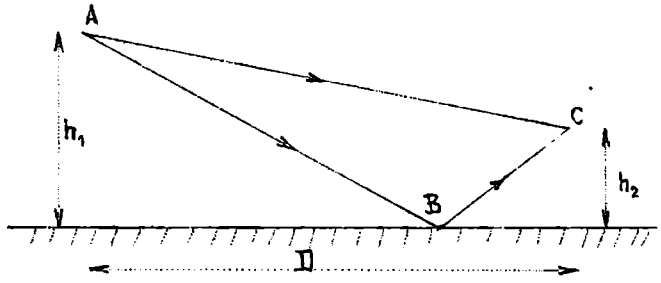


Fig. 243

Supposons le sol plan et négligeons l'absorption au point de réflexion B.

Le champ dû au rayonnement direct AC est:

$$E_1 = \frac{120\,\pi h I}{\lambda D} \sin \omega t$$

soit

$$E_1 = \frac{k}{D} \sin \omega t$$

Le rayonnement indirect ABC ayant un parcours plus long et de plus subissant une inversion de phase à la réflexion produit un champ E_2 déphasé d'un angle φ par rapport à E_1.

$$E_2 = \frac{k}{D} \sin (\omega t + \varphi)$$

L'allongement du trajet est

$$AB + BC = AC = \sqrt{D^2 + (h_1 + h_2)^2} - \sqrt{D^2 + (h_1 - h_2)^2}$$

soit sensiblement $\frac{2 h_1 h_2}{D}$

Le déphasage correspondant est $\frac{4\pi h_1 h_2}{D}$

donc $\varphi = \pi + \frac{4\pi h_1 h_2}{D}$

le champ résultant $E = E_1 + E_2$ est

$$E = \frac{2k}{D} \sin \left(\omega t + \frac{\varphi}{2} \right) \cos \frac{\varphi}{2}$$

soit

$$E = \frac{k}{D} \sin \left(\omega t + \frac{\varphi}{2} \right) \times 2 \sin \frac{2\pi h_1 h_2}{\lambda D}$$

Ainsi l'amplitude du champ direct est multipliée par un coefficient variant de 2 à 0 suivant la valeur de D.

On a E = 0 lorsque la distance est telle que:

$$\frac{2\pi h_1 h_2}{\lambda D} = \pi, 2\pi, 4\pi, \text{etc....}$$

On a $E = \frac{2k}{D} \sin\left(\omega t + \frac{\varphi}{2}\right)$ pour les distances donnant:

$$\frac{2\pi h_1 h_2}{\lambda D} = \frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{2}, \frac{5\pi}{2}, \text{etc...}$$

En réalité le champ indirect subit un affaiblissement plus important que le champ direct et le champ résultant passe par une série de maxima inférieurs à $\frac{2k}{D}$ et de minima non nuls.

Le dernier maxima a lieu lorsque: $\frac{2\pi h_1 h_2}{\lambda D} = \frac{\pi}{2}$

soit à une distance $D = \frac{4 h_1 h_2}{\lambda}$

Au delà, on peut confondre le sinus et l'arc, et le champ est proportionnel à la hauteur des aériens et inversement proportionnel au carré de la distance.

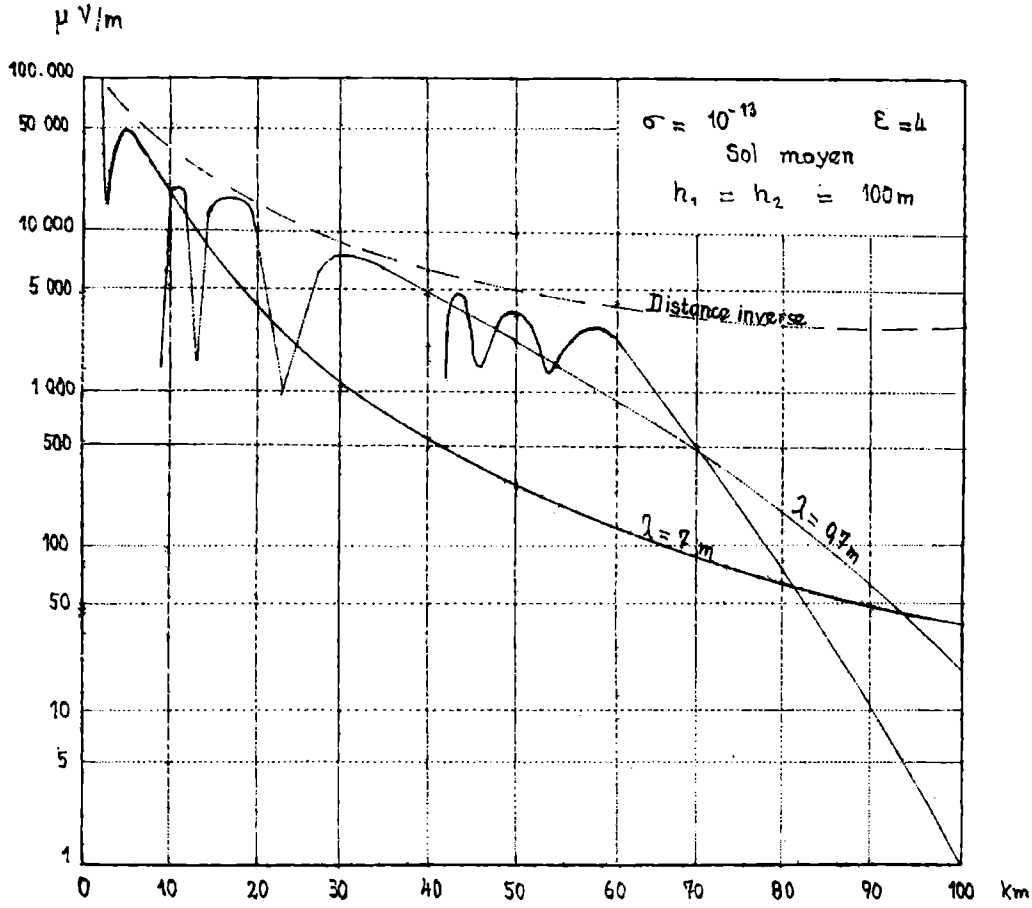


Fig. 244

Ces caractéristiques de propagation apparaissent sur la courbe de Van der Pol représentée sur la figure 244.

On peut noter que le dernier maximum est d'autant plus éloigné que la longueur d'onde est faible. Au delà du dernier maximum l'affaiblissement est important, principalement pour les faibles longueurs d'ondes. On a constaté cependant pour des longueurs d'ondes très faibles des portées anormales, mais dans des conditions assez instables. Il se produit dans ce cas une sorte de guidage électromagnétique.

En général, dans la basse atmosphère, la température diminue lorsque l'altitude augmente, ce qui correspond à une augmentation de l'indice de réfraction. Le rayonnement est dévié vers le haut sans aucun avantage au point de vue propagation, cependant dans certains cas particuliers et pour une couche de faible épaisseur, la température peut augmenter avec l'altitude, ce qui correspond à une décroissance de l'indice de réfraction

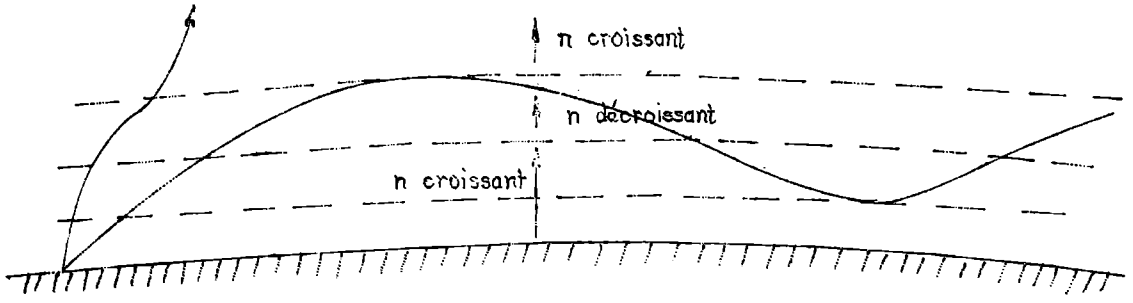


Fig. 245

Ce cas se rencontre par exemple lorsqu'il circule une couche d'air chaud et sec à une certaine altitude.

Pour une incidence convenable (faible inclinaison), le rayonnement dans la zone d'indice décroissant est ramené vers le bas puis il rencontre la zone d'indice croissant, mais de haut en bas et il est donc dévié vers le haut et ainsi de suite.

Le rayonnement est ainsi guidé dans une sorte de conduit atmosphérique. Lorsque l'incidence est trop élevée, le rayonnement sort des limites de guidage.

Les circonstances qui conduisent à ce guidage étant assez exceptionnelles on conçoit qu'il est impossible de baser une liaison sur ce principe.

8,2 PROPAGATION INDIRECTE

La propagation des ondes décamétriques est profondément modifiée par l'état d'ionisation de la haute atmosphère.

Cette ionisation est due principalement à l'action du rayonnement ultra-violet du soleil sur les gaz raréfiés se trouvant au-dessus de 100 km d'altitude. Il faut ajouter également le bombardement par des corpuscules divers tels que: électrons, neutrons, rayons cosmiques.

Les conditions d'ionisation sont très complexes, elles dépendent en particulier de l'état du soleil. Des bases théoriques ont pu être développées, cependant les renseignements les plus féconds ont été obtenus par une étude expérimentale du problème. Par sondages ionosphériques, on peut disposer au point de vue transmission radio de l'équivalent des prévisions météo pour la navigation aérienne.

8,21 Propagation dans un milieu ionisé

8,211 Indice de réfraction. Vitesse de phase. Vitesse de groupe.

Nous savons que la vitesse de propagation est:

$$V = \frac{3 \times 10^{10}}{\sqrt{\mu \varepsilon}}$$

Par analogie avec l'optique on peut définir un indice de réfraction par:

$$n = \frac{\text{vitesse dans le vide}}{\text{vitesse dans le milieu considéré}}$$

soit $$n = \sqrt{\mu \varepsilon}$$

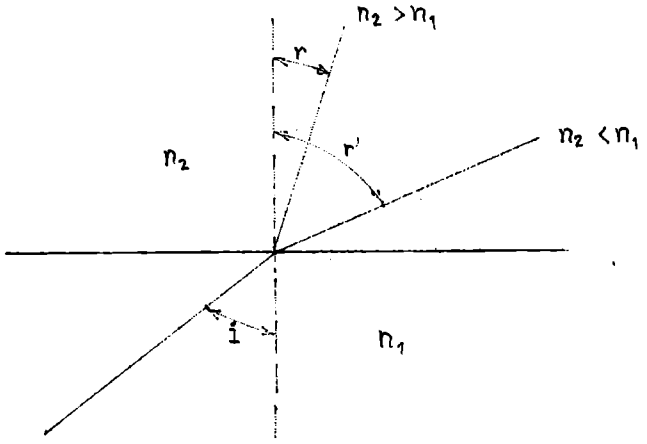
Ainsi une onde passant d'un milieu d'indice n_1, à un milieu d'indice n_2 subit une réfraction telle que $n_1 \sin i = n_2 \sin r$

Si l'indice augmente, $n_2 > n_1$ on a $i > r$ et l'axe de propagation est dévié vers la gauche si l'indice diminue $n_2 < n_1$, on a $i < r$ et l'axe de propagation est dévié vers la droite fig. 246.

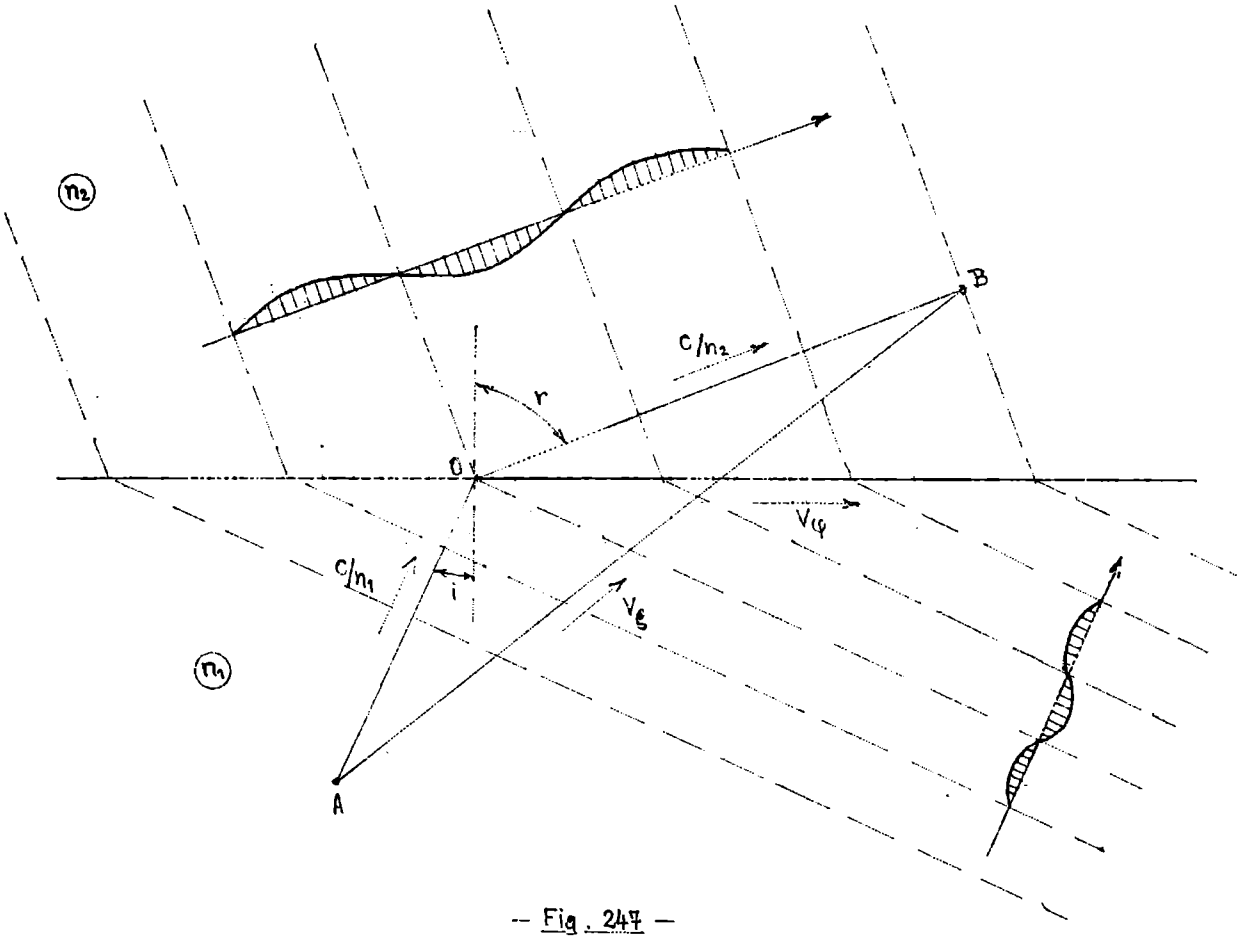
Etudions l'influence d'un changement d'indice de réfraction sur la propagation d'un régime d'ondes planes (fig. 247), sur l'interface, la phase se propage à une vitesse:

$$V\varphi = \frac{c}{n_2 \sin r} = \frac{c}{n_1 \sin i}$$

La vitesse de phase $V\varphi$ est supérieure à la vitesse réelle de propagation et peut même excéder la vitesse limite C ce qui n'est cependant pas en opposition avec les théories relativistes car il s'agit dans ce cas d'une vitesse apparente.



— Fig. 246 —



— Fig. 247 —

Par contre l'énergie se propage avec une vitesse dite de groupe inférieure à la vitesse réelle de propagation. Par exemple pour aller de A à B, l'énergie se propage réellement suivant le trajet ACB cependant apparemment il semble qu'elle ait suivi le trajet direct AB avec une vitesse V_g inférieure.

La vitesse de groupe est telle que:

$$V_g \times V_\varphi = C^2$$

8,212 Réfraction ionique

L'ionisation est négligeable dans la basse atmosphère, elle devient appréciable à partir d'une centaine de km et augmente ensuite avec l'altitude. Pour se placer dans un cas semblable étudions la propagation dans un milieu à ionisation régulièrement croissante.

Soit un champ électrique E sin ωt dans un milieu ionisé comportant des corpuscules de charge e et de masse m.

Sur l'un d'entre eux le champ produit une force:

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = e\,E \sin \omega t$$

il se déplace ainsi avec une vitesse

$$\frac{dx}{dt} = -\frac{eE}{m\omega} \cos \omega t$$

si le milieu ionisé comporte N corpuscules par cm^3 il en résulte un courant de conduction:

$$I_c = N\,e\,\frac{dx}{dt} = -\frac{Ne^2\,E \cos \omega t}{m\omega}$$

Les corpuscules électrisés existant dans l'ionosphère sont soit des ions positifs soit des électrons négatifs. En raison de leur forte masse par rapport à celle des électrons, les ions positifs produisent un courant négligeable, I_c est ainsi dû uniquement à un mouvement électronique.

Il existe d'autre part un courant de déplacement de valeur:

$$I_d = -\frac{C\,dE}{4\pi\,dt} = \frac{\varepsilon E \omega \cos \omega t}{4\pi}$$

Le courant résultant est donc: $I = I_d + I_c$

soit $I = \frac{\varepsilon\omega}{4\pi} E \cos \omega t - \frac{Ne^2}{m\omega} E \cos \omega t$

$$I = \left(\frac{\varepsilon\omega}{4\pi} - \frac{Ne^2}{m\omega}\right) E \cos \omega t$$

Tout se passe comme si le milieu ionisé avait une constante diélectrique ε' donnant un courant de déplacement égal au courant résultant.

$$I = \frac{\varepsilon'\omega}{4\pi} E \cos \omega t$$

donc

$$\frac{\varepsilon'\omega}{4\pi} = \frac{\varepsilon\omega}{4\pi} - \frac{Ne^2}{m\omega}$$

d'où l'on tire la constante diélectrique apparente:

$$\varepsilon' = \varepsilon - \frac{4\pi Ne^2}{m\omega^2}$$

suivant la valeur de ω on obtient des résultats très différents:

- aux fréquences élevées $\frac{4\pi Ne^2}{m\omega^2}$ devient négligeable devant ε et: $\varepsilon' = \varepsilon$

la propagation n'est pas influencée par la zone ionisée. Pour une bande de fréquences correspondant aux ondes décamétriques il se produit une diminution de la constante diélectrique. Comme l'ionisation croît avec l'altitude la constante diélectrique et l'indice de réfraction décroissent.

L'axe de propagation, en arrivant dans la zone à ionisation croissante subit une déviation qui l'incurve de plus en plus jusqu'à ce qu'il suive une direction pour laquelle l'indice est constant. La propagation se poursuit d'une façon rectiligne tant que l'indice reste constant mais si pour une raison quelconque l'indice de réfraction augmente le rayon amorce une descente qui se poursuit car les indices dans la progression vers le bas sont croissants.

La figure 248 schématise ce phénomène dans le cas d'une stratification horizontale, on remarque l'augmentation de l'angle d'incidence dans la progression vers le haut et sa diminution dans le retour vers le bas.

A la limite supérieure de fréquence il y a une fréquence de coupure au-dessus de laquelle la variation d'indice trop faible ne donne pas de déviation suffisante de l'axe de propagation. Cette fréquence de coupure est d'ailleurs fonction du degré d'ionisation d'après la relation précédente on voit qu'elle doit être proportionnelle à la racine du nombre d'électrons par cm^3.

- aux fréquences inférieures ε peut devenir négligeable devant l'autre terme, le courant de conduction subsiste seul et la couche ionisée se comporte comme une surface conductrice, il y a uniquement réflexion,

la pénétration à l'intérieur de la couche ionisée est très faible.

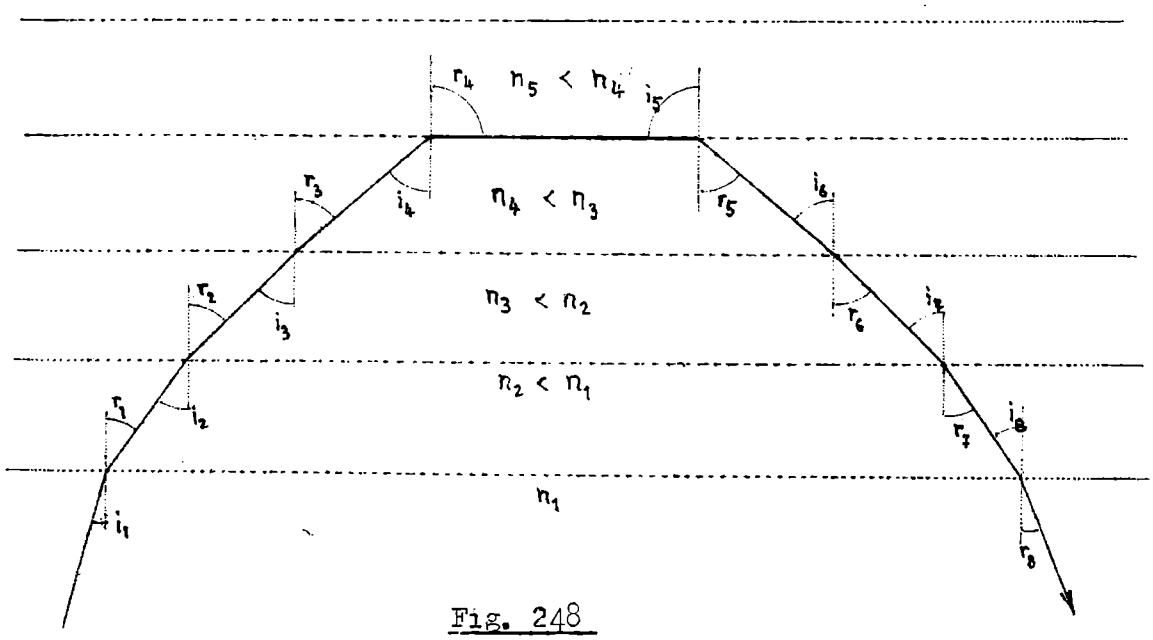


Fig. 248

8,213 Absorption ionique

La vibration électronique entraîne une perte d'énergie par chocs moléculaires. Si W est l'énergie du champ EM, et Wd l'énergie dissipée, calculons le coefficient d'absorption:

$$A = \frac{W_d}{W}$$

L'énergie haute fréquence par cm^3 développée pendant une seconde est d'après la théorie de Poynting:

$$W = \frac{E^2}{8\pi c}$$

L'énergie dissipée ne peut être évaluée facilement, cependant il est possible d'en déterminer la valeur maximum en se plaçant dans le cas le plus défavorable.

La vitesse des électrons a pour maximum

$$V_{max.} = -\frac{eE}{m\omega}$$

La force vive d'un électron est:

$$\frac{1}{2} m V^2_{max.} = \frac{e^2 E^2}{2m\omega^2}$$

Supposons que chaque électron subisse F chocs par seconde et que toute l'énergie cinétique soit dissipée au moment d'un choc. L'énergie dissipée par cm^3 est:

$$Wd = \frac{NF e^2 E}{2m\omega^2}$$

Le coefficient d'absorption devient ainsi:

$$A = \frac{4\pi C N F e^2}{m \omega^2} = \frac{C N F e^2}{\pi m f^2}$$

L'absorption est proportionnelle à N et F. Or, l'ionisation augmente avec l'altitude en même temps que la pression des gaz diminue (donc le nombre de chocs F). Il y a donc une zone d'absorption maximum celle-ci est située dans les basses couches ionisées.

D'autre part, le coefficient A est inversement proportionnel au carré de la fréquence, ainsi les fréquences radioélectriques les plus basses correspondant aux ondes hectométriques et kilométroques sont très affaiblies. Il faut noter par contre que la pénétration de ces ondes est faible, on remarque cependant une amélioration de propagation des ondes hectométriques la nuit lorsque le degré d'ionisation est réduit.

8,214 Influence de l'incidence

La propagation par réfraction et réflexion ionosphérique n'est possible que jusqu'à une fréquence limite dite de coupure.

Celle-ci est donnée par:

$$f c = \frac{1}{\cos i} \sqrt{\frac{N e^2}{m \pi}}$$

La fréquence de coupure varie donc théoriquement de $\sqrt{\frac{N e^2}{m \pi}}$ pour i = 0 (propagation verticale) à l'infini pour:

i = 90° (attaque tangentielle de la couche ionisée).

Pratiquement il faut tenir compte de la courbure de la terre et de la hauteur des couches ionisées.

L'angle d'attaque i_1 de l'ionosphère est plus petit que l'angle de départ i_0 du rayonnement. On a:

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_0} = \frac{R}{H + R} = \frac{1}{1 + \frac{H}{R}}$$

ce qui donne:

$$\sin i_1 = \frac{\sin i_0}{1 + \frac{H}{R}}$$

H étant la hauteur de la couche ionisée, R le rayon terrestre.

La fréquence de coupure limite serait obtenue lorsque i_0 = 90° cependant le départ tangentiel n'est pas très favorable car il provoque des pertes exagérées dans le sol. Il est préférable de prendre un angle

de l'ordre de 80° à 85° ce qui donne une incidence de 77° à 100 km et 67° à 400 km.

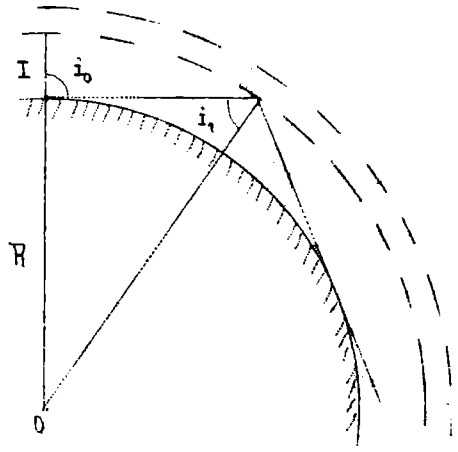


Fig. 249

La fréquence de coupure peut ainsi varier de:
f à 4,5 f dans le 1er cas,
et f à 2,5 dans le 2ème cas.

La variation de fréquence de coupure avec l'incidence peut éliminer les réflexions pour les incidences proches de la verticale et le premier rayon réfléchi pour l'incidence limite (fig. 250) peut atteindre un point au sol beaucoup plus éloigné que la limite d'action du rayonnement direct.

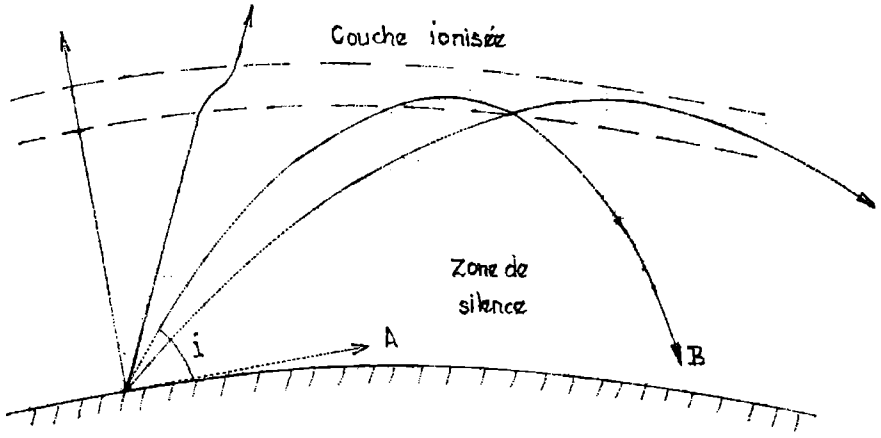


Fig. 250

Il existe ainsi entre A et B une zone de silence. Pour les rayonnements de fréquence inférieure à 4 MHz le rayonnement direct s'étend suffisamment loin et il n'y a plus de zone de silence mais les rayonnements directs et indirects peuvent interférer.

8,22 Sondages ionosphériques

Des sondages ionosphériques ont permis de mesurer la hauteur de la couche, son épaisseur et son degré d'ionisation.

On utilise généralement la méthode de sondage par échos brefs. Un émetteur envoie une série de tops très brefs de l'ordre de 10^{-5} sec. espacés d'environ 1/50 sec. Un récepteur placé à proximité de l'émetteur reçoit pour chaque impulsion un top direct et un top réfléchi par l'ionosphère.

Le temps de retard de l'écho de l'ordre de 1/1000 sec. permet le calcul de la hauteur H. Il s'agit cependant d'une hauteur virtuelle car la vitesse diminue dans la haute atmosphère.

La mesure s'effectue à l'aide d'un oscillographe avec double balayage ce qui permet d'effectuer un sondage continu.

Le balayage vertical de l'oscillographe est déclenché par le top direct, le wehnelt étant bloqué dès l'origine est débloqué à l'arrivée du top indirect le spot obtenu marque un point donc l'ordonnée est proportionnel à la durée du trajet aller et retour donc à la hauteur de la couche.

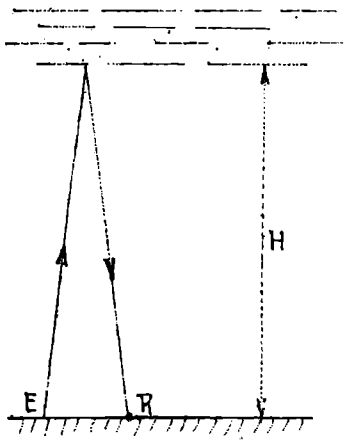


Fig. 251

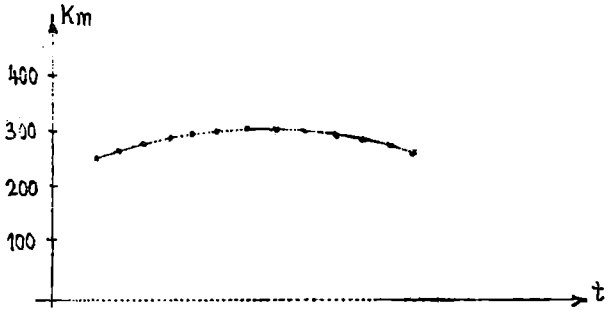


Fig.252

En photographiant l'écran avec un déroulement régulier de la pellicule, on obtient une courbe en pointillé représentant la variation de hauteur de la courbe.

Ce système de sondage a été perfectionné en produisant une variation de fréquence relativement rapide et synchrone pour l'émetteur et le récepteur. On constate ainsi des décalages de hauteur et des disparition d'échos pour certaines fréquences ce qui permet de déterminer la hauteur des diverses couches et leur fréquence critique.

Les résultats expérimentaux montrent l'existence de plusieurs couches ionisées.

Un sondage à fréquence variable fait apparaître une couche E qui semble due au maximum d'ionisation des molécules d'oxygène et deux couches F_1 et F_2 dues au maximum d'ionisation des molécules d'azote (fig. 253).

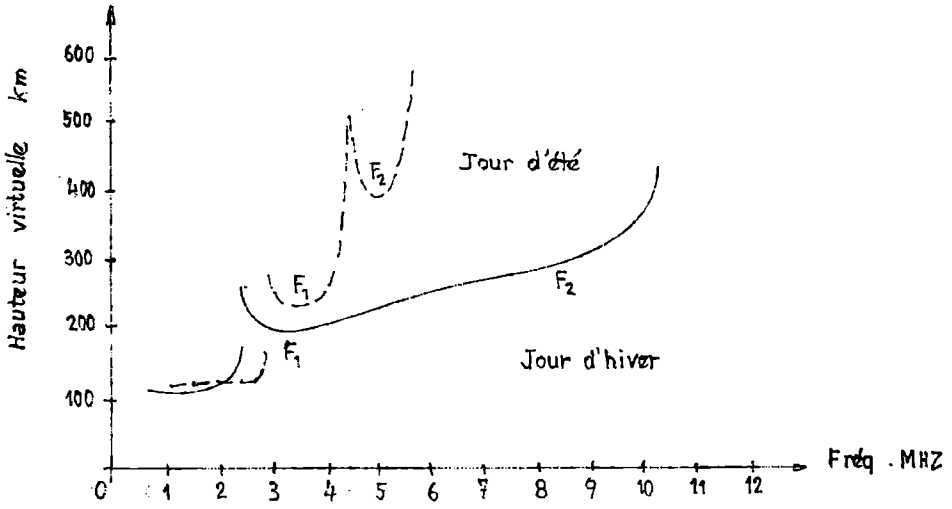


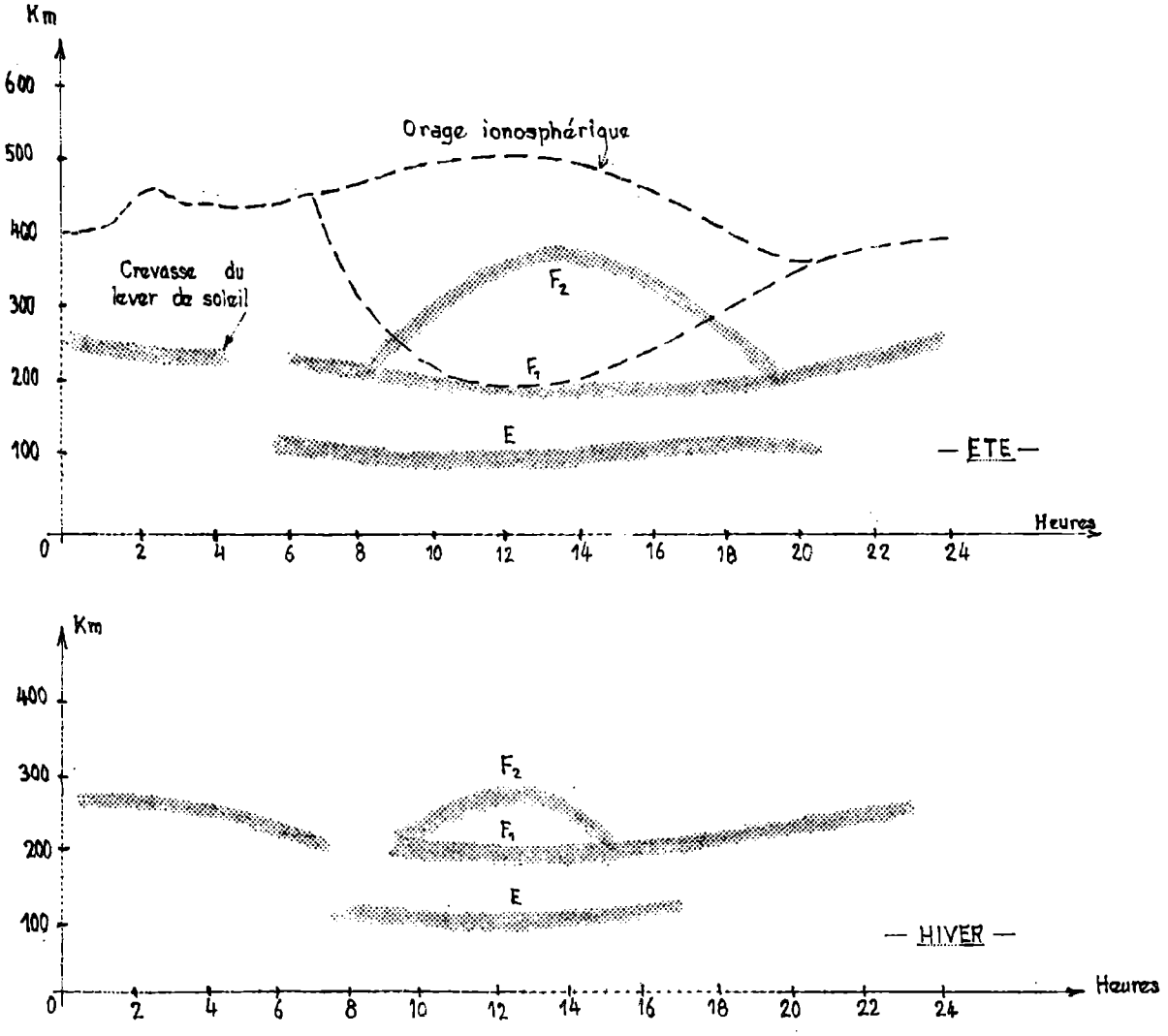
Fig. 253

La couche E très stable est située entre 110 et 120 km de hauteur. La fréquence de coupure est de 3,3 MHz pendant un jour d'hiver et de 3,8 MHz pendant un jour d'été.

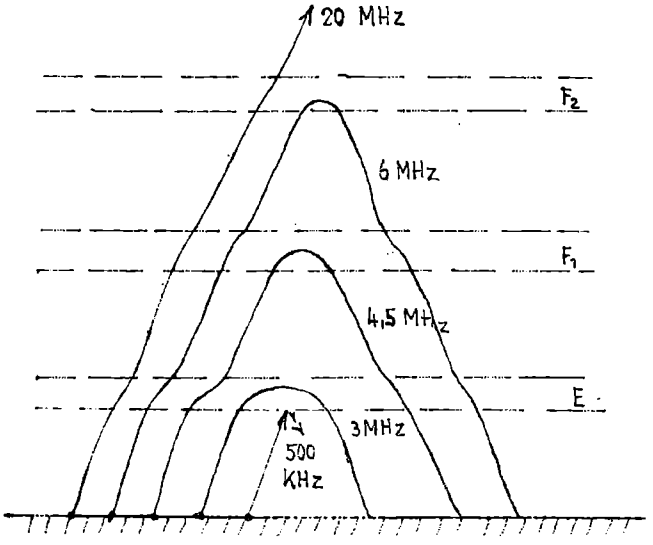
La couche E ne se manifeste pratiquement que dans la journée son apparition est de plus longue durée en été qu'en hiver. Elle passe par un maximum d'ionisation à midi. On constate de légères variations saisonnières et une petite variation, en hauteur de l'ordre de 1 Km du fait de l'attraction lunaire. Les caractéristiques de la couche E ne changent pratiquement pas avec la latitude sauf près des pôles.

Quelques nuages fortement ionisés se déplacent à l'intérieur de la couche produisant des perturbations passagères.

La couche F située à 100 km au-dessus de la couche E se dédouble dès le lever du soleil en une couche F_1 dont la hauteur varie peu et une couche F_2 qui s'élève progressivement avec une vitesse d'environ 100 m/sec pour atteindre un maximum à 300 km en hiver et 400 km en été. On note pendant certains orages ionosphériques une élévation jusqu'à 500 km. Au coucher du soleil F_2 redescend et se confond avec F_1



— Fig. 254 —



— Fig. 255 —

La couche F_2 atteint son maximum d'altitude et son maximum d'ionisation un peu après midi (aux environs de 14 heures). Au lever du soleil, l'ionisation de la couche F_2 passe par un minimum brusque que l'on appelle "crevasse".

Les couches F sont plus sensibles à la latitude que la couche E. On note de plus des anomalies dans l'ionisation, elle est en effet plus faible à midi en été qu'en hiver.

Les couches F_1 et F_2 se distinguent par des fréquences critiques différentes. En été il se produit un saut brusque de la couche F_1 à la couche F_2 à 5,2 MHz et une coupure à 6,6 MHz pour F_2. En hiver il n'y a pas de discontinuité et la fréquence de coupure de F_2 est de 11,6 MHz ce qui indique une plus grande ionisation qu'en été comme nous venons de l'indiquer.

Nous pouvons résumer les caractéristiques des différentes couches par la figure 255. En utilisant la même incidence pour différentes fréquences on obtient une absorption presque totale d'une onde de 500 K Hz dans la couche E, une réfraction et un retour au sol par les couches E, F_1 et F_2 respectivement pour des ondes de 3 MHz, 4,5 MHz et 6 MHz. Une onde de 20 MHz ne subit qu'une légère déviation en traversant les 3 couches.

8,23 Détermination des fréquences optima de transmission.

La portée maximum est obtenue avec un angle de départ d'environ 10° sur l'horizontale. La portée pour un bond est de 2000 km environ par réflexion sur la couche E, elle est de 4000 km avec la couche F_2 (Fig.256)

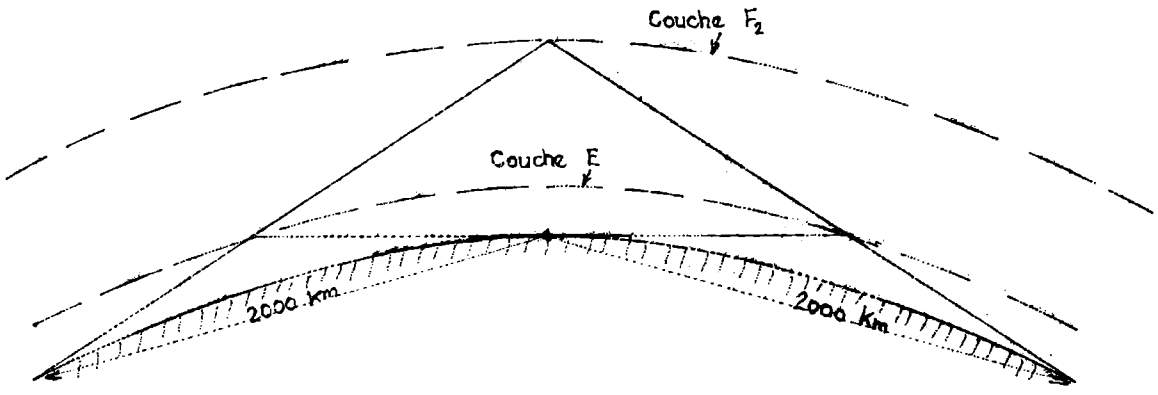
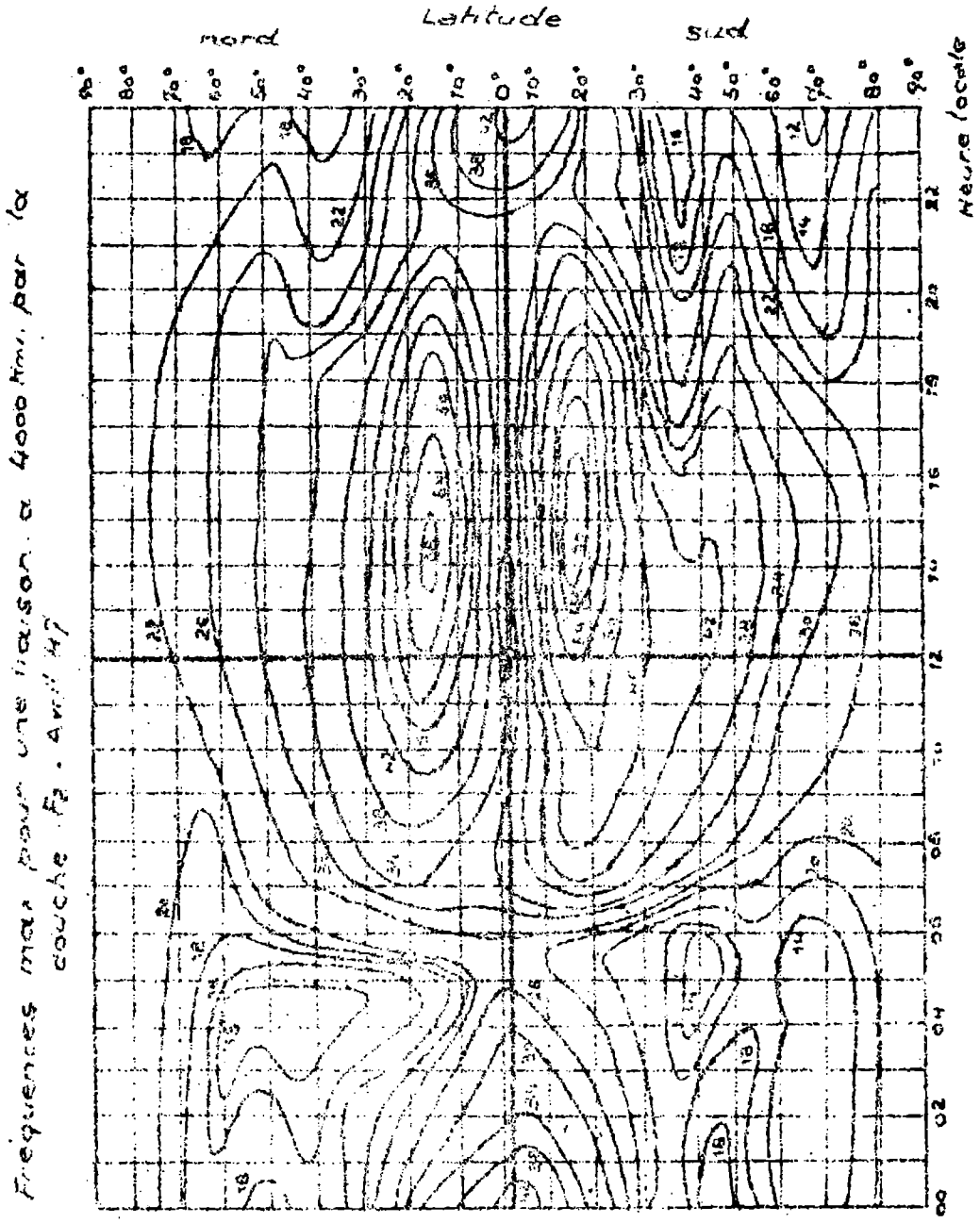
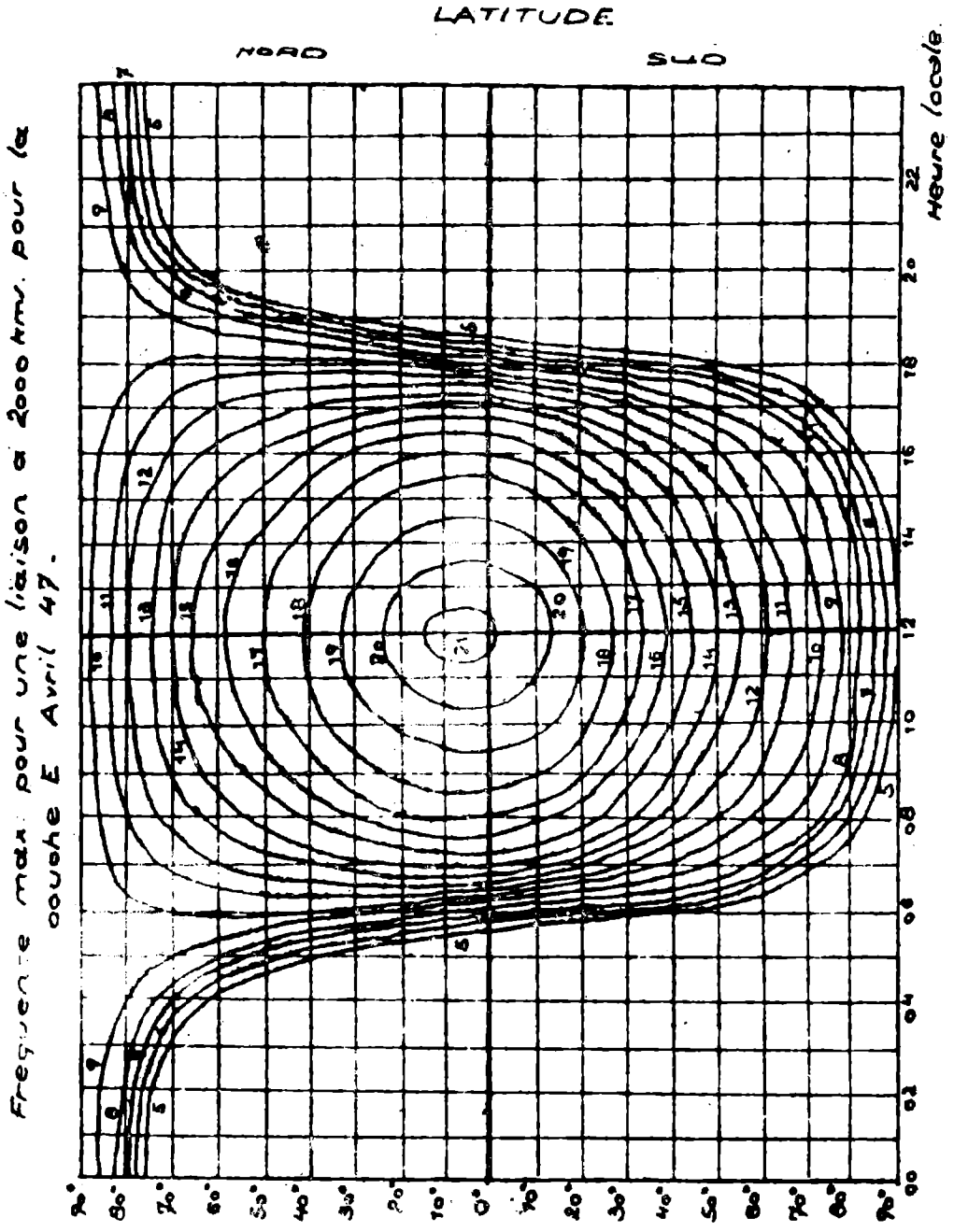


Fig. 256


Latitude
nord
sud
Heure locale
Fréquences max. pour une liaison à 4000 km, par la couche F2 - Avril HF

- Fig. 257 -


LATITUDE
NORD
SUD
Heure locale
Fréquence max. pour une liaison à 2000 km. pour la couche E Avril 47.

- Fig. 258 -

Pour obtenir des portées inférieures il suffit de réduire l'angle d'incidence. Pour des portées supérieures il faut que les ondes effectuent plusieurs bonds, ainsi 5 bonds entre la couche F_2 et la terre sont nécessaires pour atteindre les antipodes. Dans ce cas le problème se complique du fait que la couche F_2 n'est pas uniforme au même instant tout autour de la terre.

Un point important, pour une radiocommunication à grande distance est le choix de la fréquence d'émission. Celle-ci doit être la plus élevée possible pour réduire l'absorption, son choix est facilité par des relevés systématiques et des prévisions de l'état de l'ionosphère. En particulier, les services Américains du "Central radiation laboratory" publient régulièrement des cartes donnant des fréquences maxima utilisables pour une réflexion en un point de latitude et pour une heure donnée.

La figure257 est un exemple de cartes pour des liaisons à 400 kM par réfléxion sur la couche F_2 .

La figure 258 est une carte semblable pour des liaisons à 2000 km par la couche E.

On note la plus grande régularité de la couche E car les lignes isofréquences représentent indirectement le lieu des points à ionisation constante.

Les fréquences de transmission optima sont prises 15 % inférieures aux fréquences maxima utilisables.

Pour une portée égale à 4000 km sur F ou 2000 km sur E on détermine la latitude du point de réflexion, lequel est à mi-chemin entre l'émetteur et le récepteur. Connaissant l'heure d'émission on détermine d'après la carte la fréquence la plus favorable.

Pour des portées inférieures il faut réduire l'angle d'incidence ce qui réduit la fréquence critique ainsi que nous l'avons indiqué précédemment.

Des abaques permettent de trouver immédiatement la fréquence à une distance quelconque connaissant la fréquence pour la portée maxima (fig. 259).

8,3 PERTURBATIONS DE PROPAGATION

La propagation des ondes radioélectriques est sujette à des perturbations d'origines très diverses.

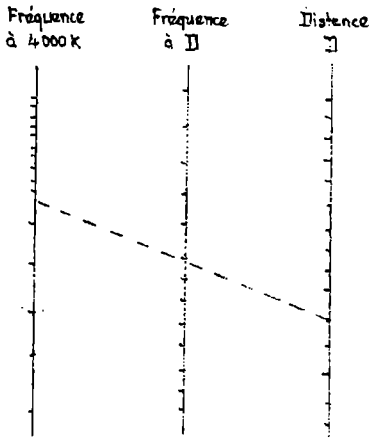


Fig. 259

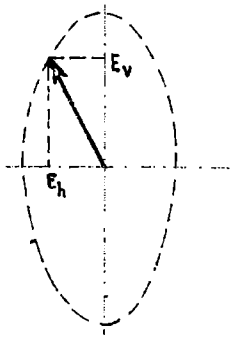


Fig. 260

8,31 Interférences

Des ondes produites par un même émetteur mais ayant suivi des parcours différents, interfèrent en donnant lieu à un évanouissement ou renforcement appelé "fading", en même temps qu'il se produit une modification du mode de polarisation.

Le cas le plus fréquent est l'interférence entre le rayonnement direct et un rayonnement indirect.

Le fading peut être sélectif c'est-à-dire affecter une ou plusieurs fréquences particulières de la modulation, il en résulte à la réception un son déformé à sonorité métallique.

La combinaison de deux champs déphasés à orientation différents donne en général une polarisation elliptique. Le champ prend successivement toutes les positions dans l'espace pendant une période, il peut se décomposer en une composante horizontale et une composante verticale. (Fig. 260).

On estime que le fading n'est sensible à l'oreille que s'il produit une variation de niveau d'un tiers environ.

Il faudrait donc que le champ direct soit au moins 3 fois plus intense que le champ direct.

On obtient la zone d'audition agréable en portant les courbes du champ direct et de 3 fois le champ indirect en fonction de la distance (fig. 261).

L'intersection permet de trouver la distance limite D = 3 R au-dessus de laquelle le fading est appréciable.

On a donc cherché à augmenter la zone d'audition sans fading en réalisant des antennes donnant un rayonnement horizontal maximum et ainsi en favorisant le champ direct au détriment du champ réfléchi. (fig. 262)

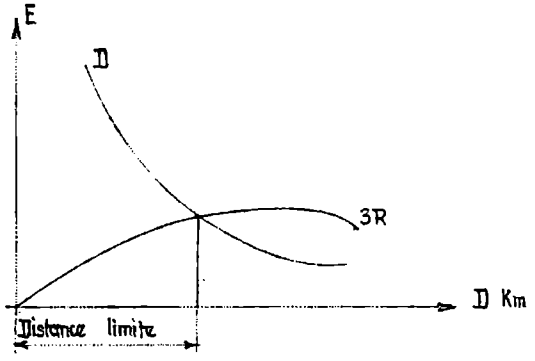


Fig. 261

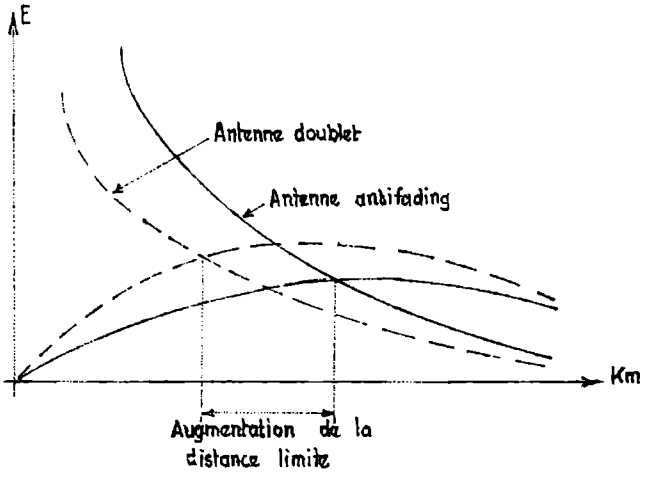


Fig. 262

8,32 Perturbations ionosphériques

L'ionosphère est affectée de variations régulières dont la périodicité est connue et dont il peut être tenu compte. Il se produit en outre des perturbations anormales non prévisibles.

Certaines variations de courte durée à effet localisé sont dues à de petits nuages ioniques produits par des météorites; leur influence a relativement peu d'importance.

D'autres perturbations plus violentes affectent de grandes étendues. Il se produit en général un évanouissement brusque puis un retour progressif au bout de 15 à 30 minutes en commençant par les liaisons sur les fréquences les plus élevées.

Ces évanouissements qui affectent uniquement les ondes courtes sont accompagnés d'une amélioration de transmission des ondes longues et une augmentation des parasites atmosphériques.

Ces perturbations sont dues à une augmentation de l'activité solaire. Il se produit également des variations du magnétisme terrestre qui entraînent des perturbations sur les transmissions passant à proximité des pôles.

8,33 Intermodulation

Ce phénomène découvert en 1934 sur le poste "Radio Luxembourg" est souvent appelé "effet Luxembourg".

On constate que les ondes qui dans leur trajet se réfléchissent sur l'ionosphère à proximité d'un émetteur très puissant sont modulées par celui-ci. La figure 263 montre la variation du taux d'intermodulation pour différentes longueurs d'ondes.

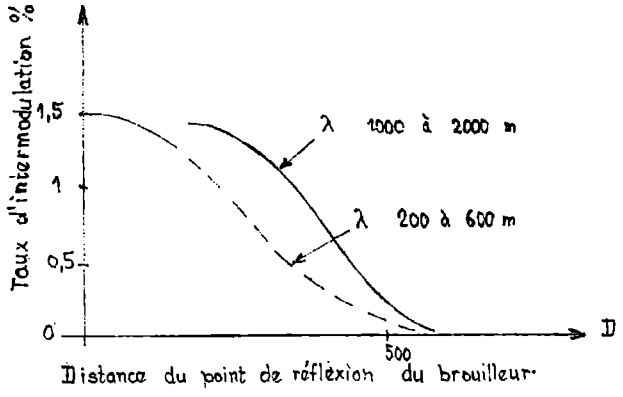


Fig. 263

L'effet est plus sensible sur une onde dans la même plage de λ il s'annule lorsque le point de réflexion est distant d'environ 600 km du brouilleur.

L'intermodulation semble être produite par le mouvement des électrons soumis au champ intense du brouilleur sur l'onde réfléchie.

8,34 Echos

Par réflexions multiples on peut obtenir des échos dits "tour de la terre" ayant 1/10 de sec. environ un rayon suit le plus court chemin, l'autre fait le tour de la terre. Dans certains cas favorables on constate un écho dont le retard correspond à un parcours supplémentaire de 40.000 km. Exceptionnellement on a obtenu des échos à très long retard de l'ordre de 10 à 30 sec. Ce retard considérable semble être dû à une grande diminution de la vitesse de groupe dans l'ionosphère.

8,35 Effet Doppler Fizeau

L'effet Doppler Fizeau se manifeste en optique ou en acoustique lorsqu'une source lumineuse ou sonore est par rapport à un observateur soumise à un mouvement relatif soit par son déplacement

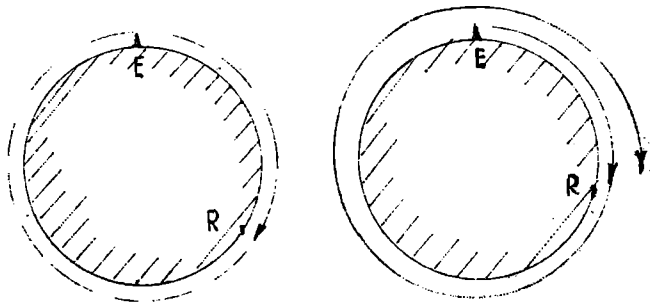


Fig. 264

propre ou celui de l'observateur. Il en résulte une variation de fréquence en augmentation si source et observateur se rapprochent, en diminution s'ils s'éloignent l'un de l'autre.

Les ondes radioélectriques peuvent être soumises à un phénomène semblable lorsque l'émetteur ou le récepteur se déplacent. L'effet Doppler Fizeau se produit également lorsque l'émetteur et le récepteur sont fixes. La perturbation est due aux variations de vitesse de propagation dans l'ionosphère sous l'influence de radiations cosmiques arrivant par vagues; il en résulte une variation apparente de distance de propagation et il semble que l'émetteur et le récepteur s'éloignent ou se rapprochent en fonction des fluctuations de l'ionosphère.

8,4 EXERCICES SUR LE CHAPITRE VIII

Une liaison radiotélégraphique est établie entre deux points situés sur un même méridien le premier à 60° latitude Nord, le second à 20° latitude Nord.

Quelles auraient été en Avril 1947:

a) la fréquence la plus favorable pour une émission à 7 h ?

b) l'heure d'émission permettant la fréquence optima et la valeur de celle-ci ?

c) l'incidence la plus favorable du diagramme de rayonnement de l'aérien d'émission.

On donne les formules :

$$\cos^2 i = \frac{\left(\frac{D^2}{8D^2} + \frac{H}{R}\right)^2}{\frac{D^2}{4R^2}\left(1+\frac{H}{R}\right)+\left(\frac{H}{R}\right)^2}$$

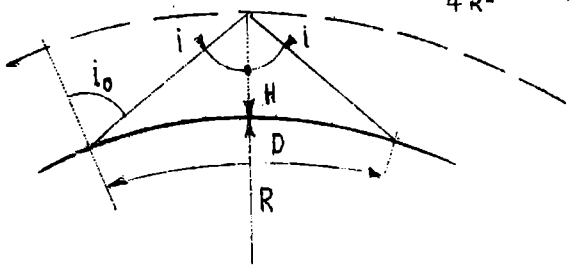


Fig. 265

D distance
R rayon terrestre de 6370 km
H hauteur de la couche

$$\sin i = \frac{\sin i_0}{1 + \frac{H}{R}}$$

On sait d'autre part que sur un méridien la distance est d'environ 110 km/degré.

Solution.

Distance entre les 2 points = (60 - 20) x 110 = 4400 km.

La transmission peut donc se faire en 2 bonds de 2200 km sur la couche F_2 avec H = 400 km. Les courbes isofréquences étant établies pour un bond de 4000 km calculons le rapport entre les fréquences de coupure à 4000 km et 2200 km du fait du changement d'incidence.

L'incidence pour une distance de 2200 km est :

$$\cos^2 i = \frac{\left(\frac{2200}{8 \times 6370^2} + \frac{400}{6370}\right)}{\frac{2200}{4 \times 6370^2}\left(1 + \frac{400}{6370}\right) + \left(\frac{400}{6370}\right)^2}$$

$$\cos i = 0{,}414 \qquad (i \# 65°)$$

l'incidence pour une distance de 4000 km serait :

$$\cos i' = 0{,}341 \qquad (i' = 70°)$$

On sait que la fréquence de coupure est fonction inverse du cosinus de l'angle d'incidence dont :

$$f_{c\,2200} = f_{c\,4000} \times \frac{0{,}341}{0{,}414} = f_{c\,400} \times 0{,}825$$

on peut ainsi déterminer :

a) fréquence d'émission à 7 heures.

Les points de réflexion sur F_2 sont situés à 50° LN et 30° LN.

On peut remplir ainsi le tableau suivant:

Points de réflexion	Fc_{4000}	Fc_{2200}	F travail Fc_{2200} - 15 % mini
50° LN	23 MHz	19 MHz	19 x 0,85 # 16 MHz
30° LN	30 MHz	24,7 MHz	

b) heure et fréquence optima d'émission.

Les fréquences de coupure maxima sont atteinte à 14h

On a:

$f_{c_{4000}}$ = 31 MHz à 50° LN

$F_{c_{4000}}$ = 42 MHz à 30° LN

Prenons la fréquence la plus faible on aurait:

fc_{2200} = 31 x 0,825 = 25,5 MHz

La fréquence de travail, 15 % inférieure devient:

f optima = 25,5 x 0,85 # 21 MHz.

c) incidence la plus favorable du diagramme de rayonnement de l'émetteur. On a:

$$\sin i_0 = \left(1 + \frac{400}{6370}\right) \sin i \qquad \text{avec } i = 65°$$

$$\sin i_0 = 1{,}063 \times 0{,}906 = 0{,}965$$

ce qui donne:

$$i_0 = 75°.$$

Deuxième Partie

ASSOCIATION DE TUBES ET DE CIRCUITS

Redresseurs statistiques

Amplificateurs

Oscillateurs et basculateurs

Emetteurs

Récepteurs

CHAPITRE I

REDRESSEURS STATIQUES

1,1 GENERALITES

Un redresseur est un appareil destiné à transformer l'alternatif en continu. Dans le chapitre présent nous n'étudierons que les redresseurs statiques.

Un redresseur (fig. 266) présente au point de vue électronique une résistance faible r dans un sens (sens direct ou perméable) et une résistance R beaucoup plus élevée pouvant être infinie dans l'autre sens (sens indirect ou imperméable).

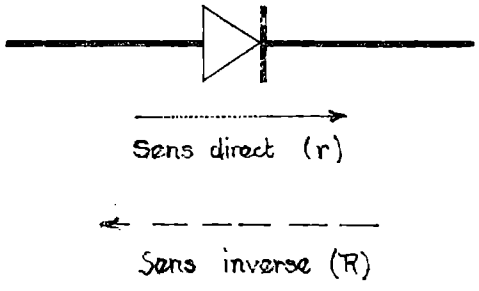


Fig. 266

La résistance r dans le sens direct est appelée résistance interne, sa valeur est variable.

On définit la qualité d'un redresseur par le facteur de redressement = $\frac{R}{r}$. Sa valeur est souvent infinie.

Les caractéristiques propres du redresseur sont données par un essai en court-circuit (fig. 267)

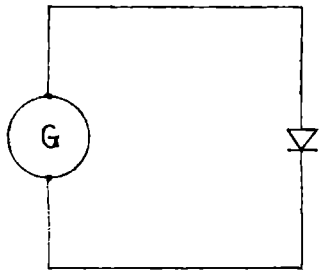


Fig. 267

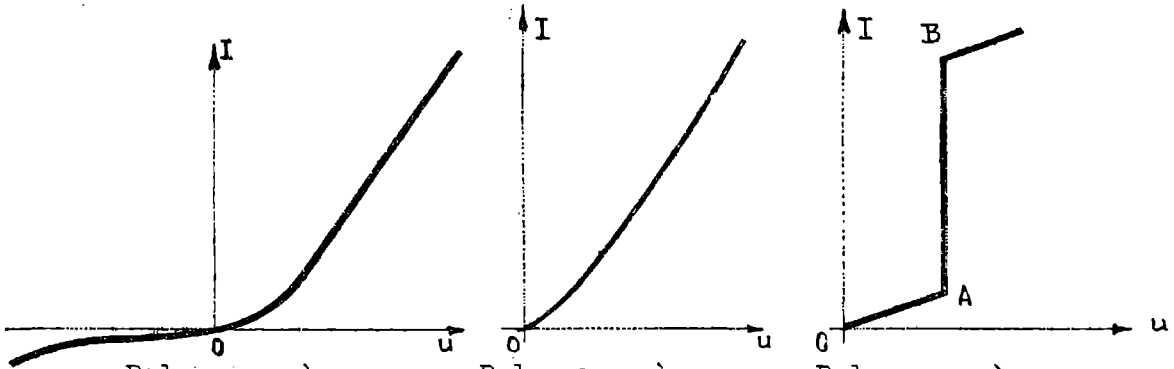
Supposons le redresseur alimenté par un générateur de résistance interne négligeable. Le courant passant dans le sens direct est :

$$I_1 = \frac{E}{R}$$

et dans le sens indirect $I_2 = \frac{E}{R}$

I_2 est souvent nul.

En faisant varier la f.e.m. du générateur, il est possible de tracer la courbe caractéristique statique du redresseur. La f.e.m. appliquée est égale à la chute de tension aux bornes du redresseur.



Redresseur à couche d'arrêt — Redresseur à tube à vide — Redresseur à tube à gaz

Fig. 268

La figure 268 schématise les courbes de redressement des divers types de redresseurs :

1er cas - avec courant inverse-chute de tension fonction du débit;

2ème cas - sans courant inverse - chute de tension fonction du débit;

3ème cas - chute de tension constante en fonction du débit dans certaines limites AB.

Le comportement d'un redresseur est différent suivant qu'il s'agit du sens direct ou du sens inverse. Quelles sont les limites de fonctionnement dans les deux sens ?

Dans le sens direct la limite est le courant maximum que peut débiter le redresseur sans qu'il s'ensuive un échauffement exagéré du fait de la puissance rI^2 dissipée dans la résistance interne.

Dans le sens indirect le courant est très faible ou négligeable, il n'y a donc pas d'échauffement. Par contre pour une tension suffisamment élevée, un claquage ou une décharge dans le redresseur (allumage en retour) se produit, ce qui limite la tension inverse pouvant être appliquée. Chaque redresseur est ainsi caractérisé par une tension inverse de pointe ne pouvant être dépassée.

1,2 REDRESSEURS MONOPHASES

1,21 Redressement d'une alternance

Le redresseur interrompt le circuit pendant les alternances négatives.

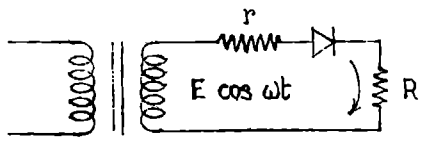


Fig. 269

L'intensité dans le sens direct est :

$$I = \frac{E \cos \omega t}{R+r}$$

R étant la résistance de charge
r la somme des résistances internes du redresseur et du transformateur.

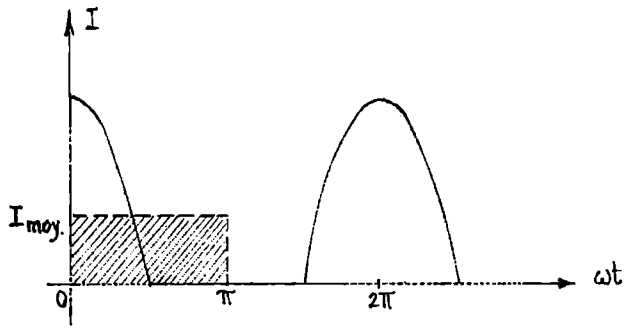


Fig. 270

L'intensité moyenne est :

$$I_{moy} = \frac{1}{\pi}\int_0^{\pi/2} \frac{E \cos \omega t}{R+r}\, d(\omega t)$$

$$I_{moy} = \frac{E}{\pi (R+r)} = \frac{I_{max}}{\pi}$$

La tension moyenne redressée est :

$$V_{moy} = R I_{moy.}$$

$$V_{moy} = \frac{ER}{\pi (R+r)} = \frac{E}{\pi \left(1 + \frac{r}{R}\right)}$$

Lorsque $\frac{r}{R}$ est faible, la tension redressée est :

$$V_{moy} = \frac{E}{\pi}$$

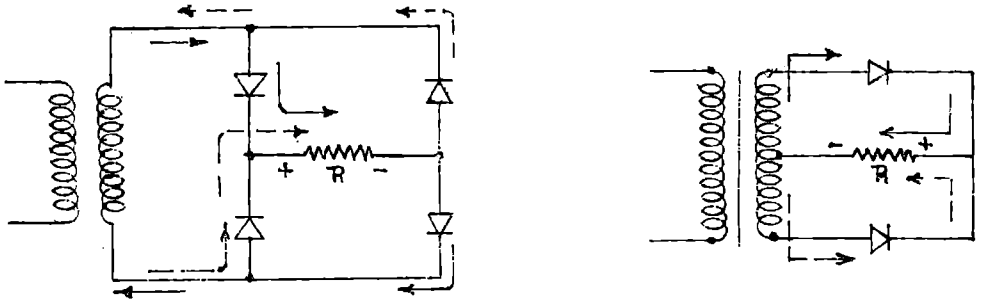
La tension inverse de pointe est E.

1,22 Redressement de deux alternances

Deux montages sont utilisés : le montage en pont et le montage bivalve.

Dans le montage en pont les redresseurs fonctionnent par groupe de 2 en série. La résistance interne est doublée mais la tension inverse est divisée par deux.

Dans le montage bivalve les deux demi-secondaires débitent alternativement dans la résistance de charge.



Montage en pont Montage bivalve

Fig. 271

Il est évident que le courant et la tension redressée sont deux fois plus élevés que pour le cas précédent.

$$I_{moy.} = \frac{2 I_{max}}{\pi}$$

$$V_{moy} = \frac{2E}{\pi} \quad \left(\text{si } \frac{r}{R} \text{ faible} \right)$$

L'ondulation du courant redressé est au double de la fréquence d'alimentation.

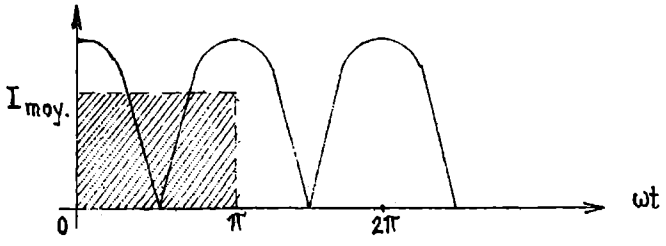


Fig. 272

1,23 Doubleurs de tension

Le doublage de tension peut être réalisé avec redressement d'une ou deux alternances. Dans le cas de redressement d'une alternance (figure 273), un condensateur est chargé au maximum de la tension du réseau pendant une demi-période puis déchargé en série avec le réseau pendant l'autre demi-période dans le récepteur. La capacité doit être suffisante pour emmagasiner la moitié de l'énergie nécessaire. Un côté de la résistance de charge est relié directement au réseau. En choisissant le neutre, il se trouve à la masse.

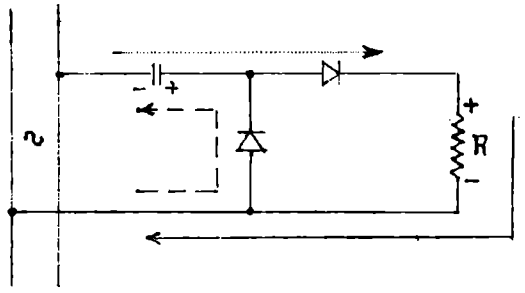


Fig. 273

Dans le cas de redressement de deux alternances on utilise un montage en pont comportant deux redresseurs et deux capacités (figure 274).

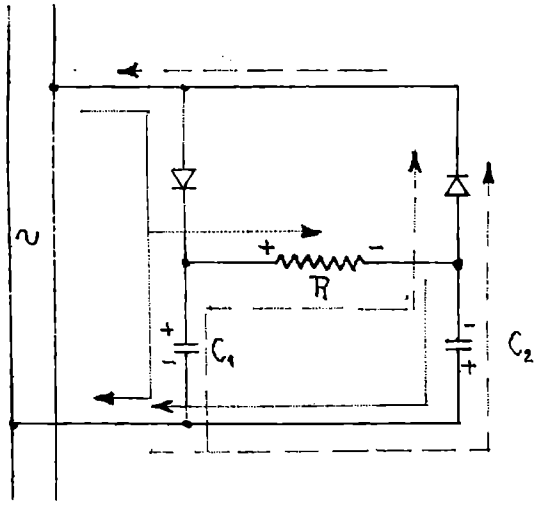


Fig. 274

Les capacités sont alternativement chargées à la tension maximum du réseau puis déchargées dans l'utilisation en série avec le réseau.

Ce montage permet de fournir un courant plus élevé par contre le récepteur n'a pas de point commun avec le réseau et ne peut être mis à la terre, à moins d'utiliser un transformateur de liaison.

La valeur des capacités nécessaires limite l'emploi des doubleurs aux faibles puissances. Ils sont facilement utilisables dans le cas de redressement de tensions élevées avec faible intensité.

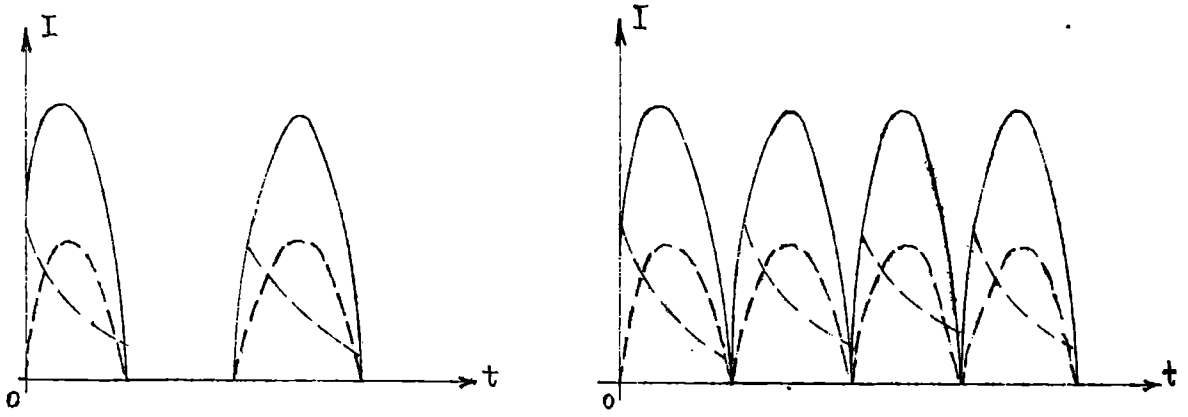


Fig. 275

1,24 Tripleurs de tension

Avec trois redresseurs il est possible de tripler la tension en redressant une alternance. On utilise les schémas ci-contre.

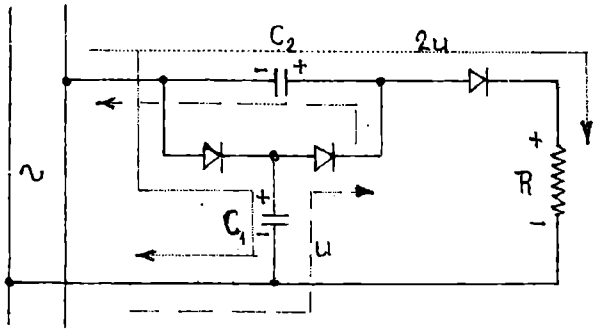


Fig. 276

Le montage de la figure 276 est utilisé pour des débits de 100 à 200 mA sous 400 volts environ (tension d'entrée 110 volt eff, capacités 80 µf 600 volts).

La capacité C_1 est utilisée pour charger la capacité C_2 en série avec le réseau.

C_2 chargée au double de la tension pendant une demi-période est déchargée en série avec le réseau dans le récepteur pendant la demi-période suivante pendant que C_1 est à nouveau chargée à la tension du réseau.

Le montage de la figure 277 est surtout utilisé pour obtenir des tensions élevées (plusieurs dizaines de KV) avec des intensités très faibles (alimentation de tubes à rayons cathodiques). La tension obtenue est environ 2, 3 fois la tension maximum appliquée, mais le coefficient multiplicateur peut varier avec la forme de la tension appliquée (souvent régime d'impulsion).

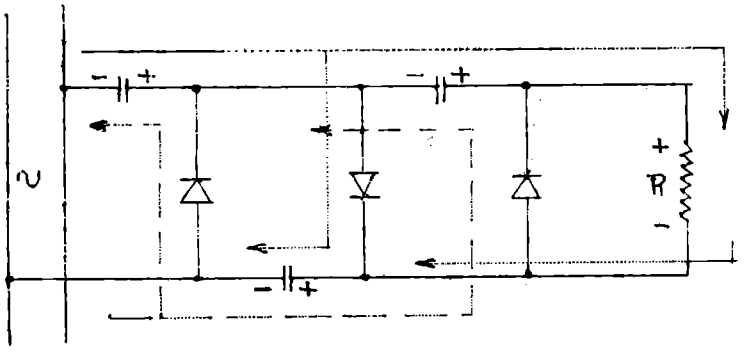


Fig. 277

1,3 REDRESSEMENT POLYPHASE

1,31 Principe de redressement

En polyphasé (figure 278) les différentes phases débitent successivement dans le circuit de charge. Chaque phase débite lorsque sa f.e,m. est supérieure à celle des autres phases.

Calculons la tension moyenne redressée. Chaque phase débite pendant un temps $\frac{T}{n}$

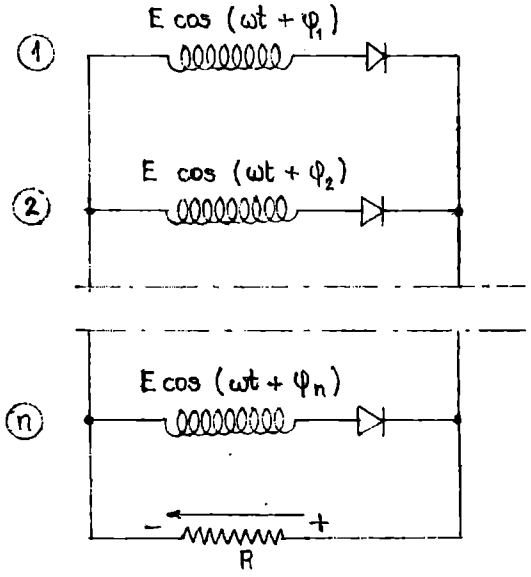


Fig. 278

La tension moyenne redressée est :

$$V_0 = \frac{1}{\frac{T}{n}} \int_{-\frac{T}{2n}}^{+\frac{T}{2n}} E \cos \omega t \, dt$$

$$V_0 = \frac{nE}{T\omega} \left[\sin \omega t \right]_{-\frac{T}{2n}}^{+\frac{T}{2n}}$$

$$V_0 = \frac{nE}{\pi} \sin \frac{\pi}{n}$$

Ce qui donne :

pour n = 2	V_0 = 0,637 E
n = 3	V_0 = 0,827 E
n = 4	V_0 = 0,9 E
n = 6	V_0 = 0,955 E
n = 12	V_0 = 0,989 E
$n \rightarrow \infty$	$V_0 \rightarrow$ E

Empiètement.

En supposant le transformateur d'alimentation parfait, une phase commence à débiter exactement lorsque la précédente cesse de débiter.

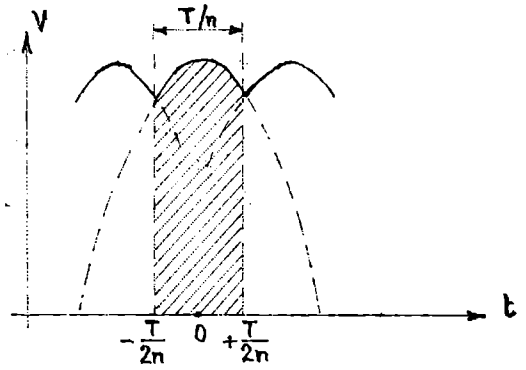


Fig. 279

Un transformateur réel comporte une self de dispersion secondaire en série dans chaque phase. La self de despersion a pour effet de retarder l'établissement et l'arrêt du courant. Il se produit pendant un temps θ dit d'empiètement un débit entre les deux anodes, de la phase qui commence à débiter vers celle qui va cesser de débiter.

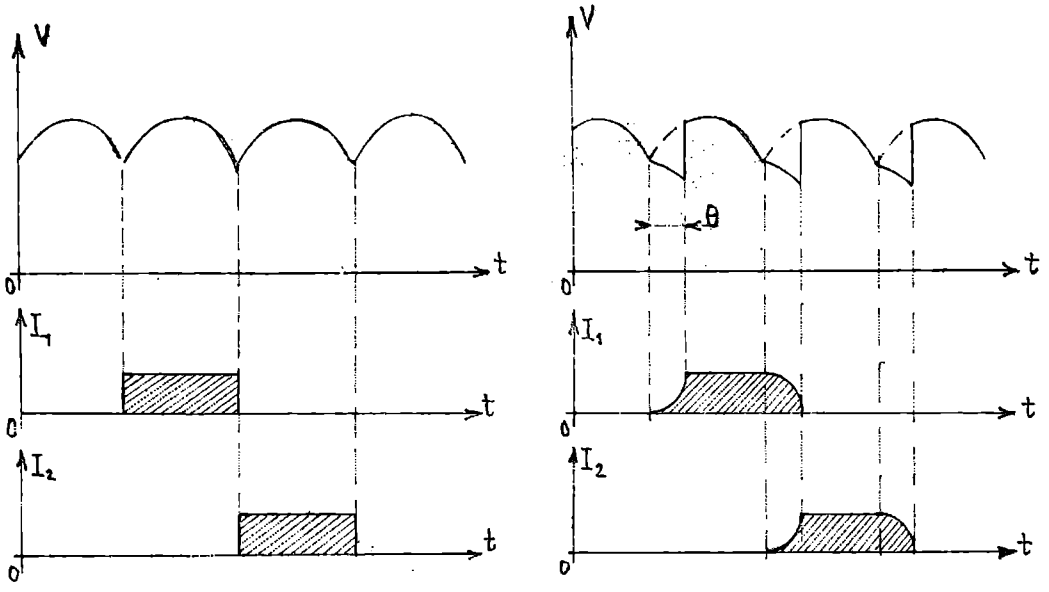


Fig. 280

1,32 Redresseurs triphasés

En triphasé on utilise le montage donné par la figure 281

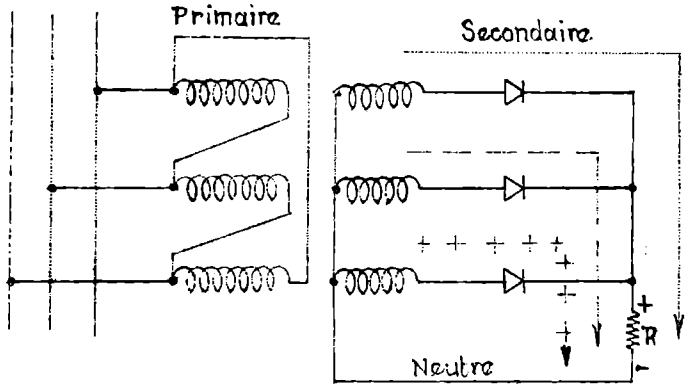


Fig. 281

Chaque phase débite dans la résistance de charge lorsque sa tension est supérieure à celle des deux autres phases.

Chaque phase prise isolément tend à débiter pendant une demi-période sur deux. Par suite du chevauchement chaque phase débite pendant un temps plus court. Le courant résultant suit les crêtes des différentes courbes.

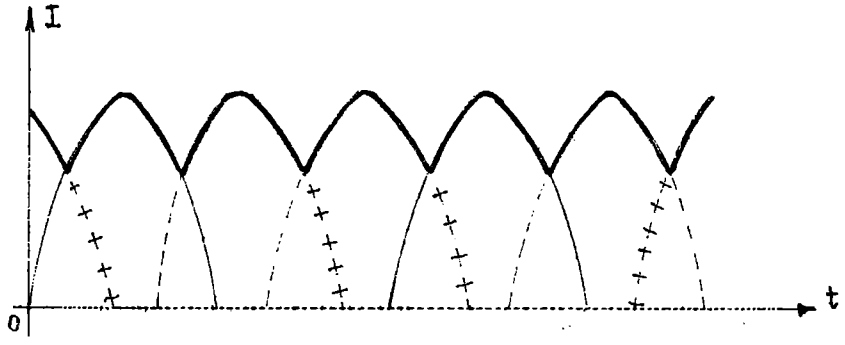


Fig. 282

Remarques :

1 - L'ondulation est beaucoup plus faible qu'en monophasé. Sa fréquence est 3 fois celle du réseau.

2 - Il faut nécessairement un circuit d'alimentation étoilé avec neutre sorti.

3 - Dans le cas de liaison par transformateur le primaire doit être en triangle car le fonctionnement est déséquilibré.

1,33 Redresseurs hexaphasés simples

Le montage hexaphasé le plus simple est donné par la figure 283

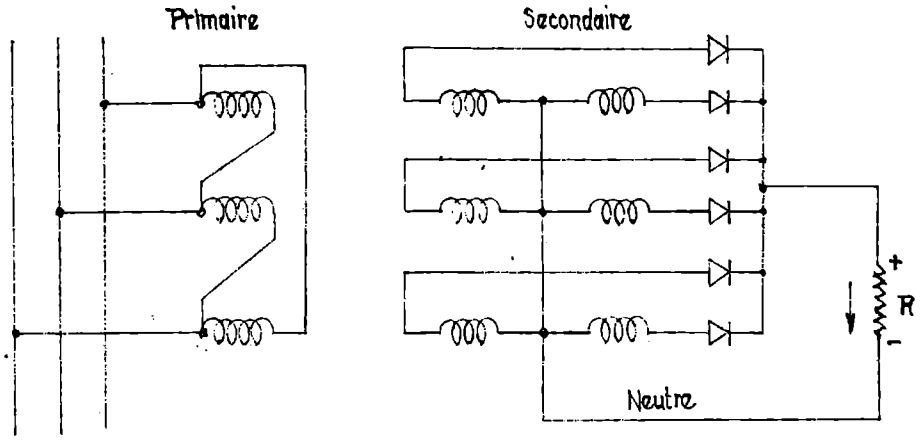


Fig. 283

Sur chaque sortie du secondaire hexaphasé étoilé est placé un élément redresseur. Le retour du courant redressé se fait par le neutre. La durée de fonctionnement de chaque phase est très faible et le courant résultant dans R se rapproche d'un courant continu. La fréquence de l'ondulation est 6 fois celle du réseau.

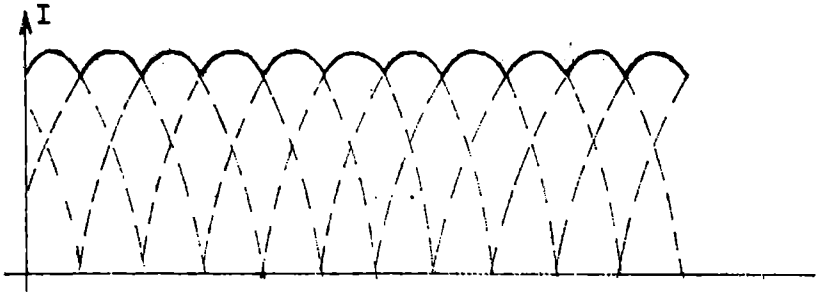


Fig. 284

1,34 Redresseurs hexaphasés complexes série

Dans un premier montage les deux secondaires étoiles inversés sont indépendants. Les deux redresseurs triphasés peuvent ainsi être branchés en série ce qui permet de doubler la tension tout en conservant les avantages de l'hexaphasé au point de vue ondulation.

Les chutes de tension internes des deux groupes de redresseurs s'additionnent.

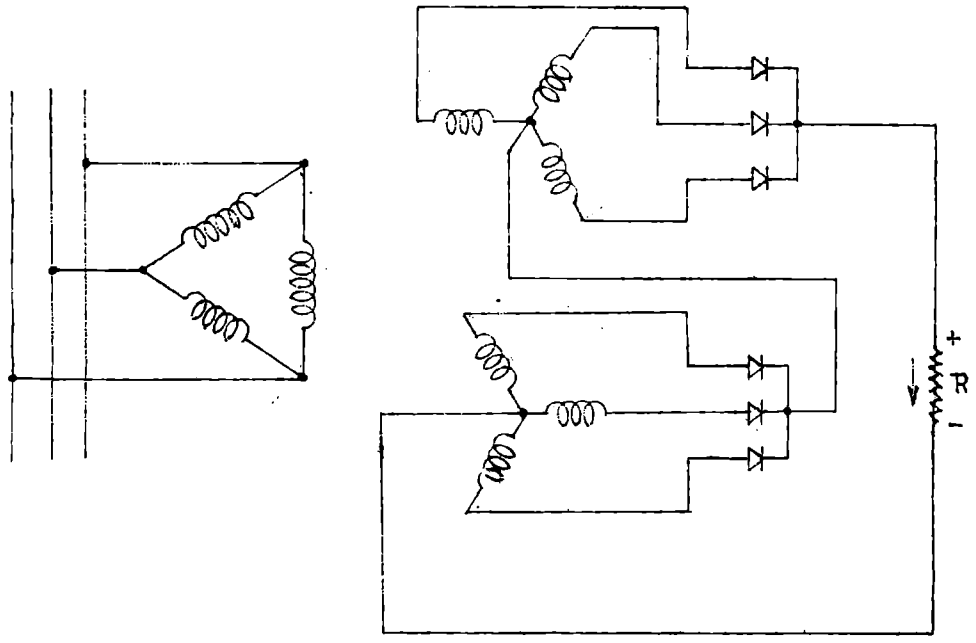
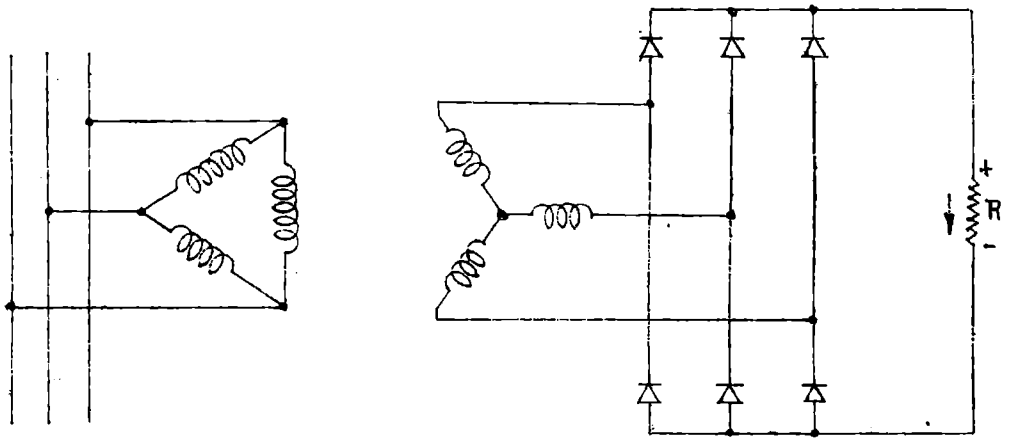


Fig. 285

Un courant redressé du type hexaphasé peut être obtenu avec un transformateur triphasé simple par le montage de Graetz. Le secondaire peut indifféremment être étoile ou triangle.

Chaque sortie de phase est reliée à deux redresseurs par les bornes opposées. Les deux redresseurs étant en série dans le circuit de charge on redresse ainsi les deux alternances de chaque phase.

On obtient un courant redressé analogue au cas hexaphasé Par contre les chutes de tension des deux groupes de redresseurs s'ajoutent.



- Fig. 286

1,35 Redresseurs hexaphasés complexes parallèles

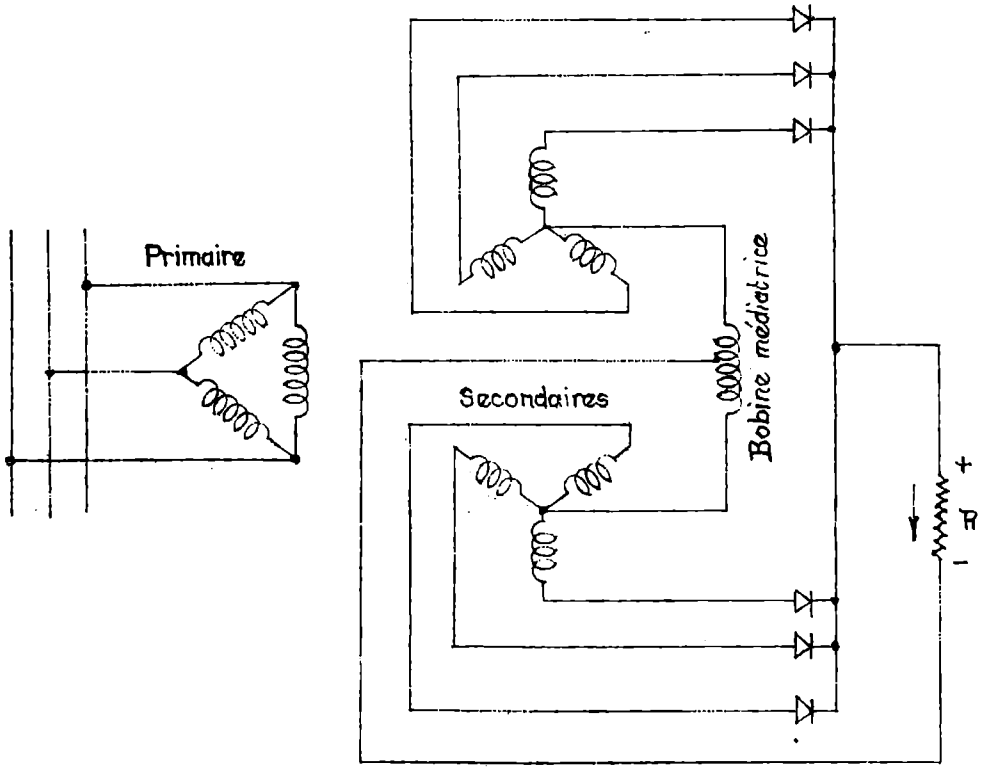


Fig. 287

Un montage hexaphasé très utilisé est représenté par la figure 287. La seule différence avec le montage hexaphasé simple est que les neutres des deux systèmes triphasés sont indépendants et qu'ils sont reliés par une self dont une prise médiane assure la fermeture des circuits. Au-dessus d'un régime critique les tensions additionnelles u inverses (correspondant aux harmoniques multiples impaires de trois) qui apparaissent aux bornes des deux parties de la bobine médiatrice s'ajoutent aux tensions redressées V_1 et V_2 des deux systèmes triphasés.

On peut écrire : $V = V_1 + u = V_2 - u$

d'où l'on tire : $V = \frac{1}{2}(V_1 + V_2)$

La tension redressée est égale à la moyenne arithmétique des tensions redressées par les deux systèmes triphasés pris séparément.

Ainsi les phases débitent par groupe de deux, chacune fournissant la moitié du courant total. Il en résulte une meilleure utilisation du transformateur, une augmentation du débit des phases et une réduction du courant instantané.

Le courant débité varie comme la ligne en trait plein de la figure 288

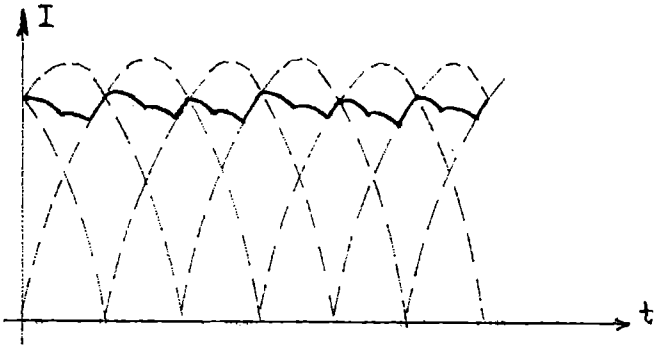


Fig. 288

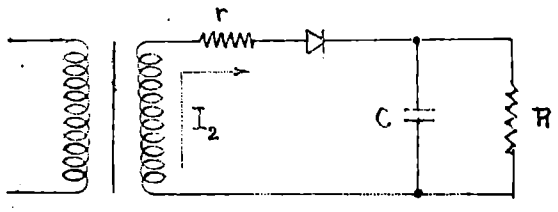
1,4 FILTRAGE

La tension redressée est ondulée mais il est possible de réduire l'amplitude de l'ondulation par filtrage.

1,41 Filtrage à capacité en tête

Considérons tout d'abord le cas de redressement d'une alternance. Plaçons un condensateur aux bornes de la résistance de charge. Celui-ci se charge sous la tension redressée puis se

décharge partiellement dans la résistance lorsque la tension alternative est inférieure à sa tension propre.



- Fig. 289 -

Lorsque la tension alternative passe par une valeur supérieure, le condensateur se recharge et ainsi de suite. La tension aux bornes de la résistance varie en dents de scie autour d'une valeur moyenne V_0 qui dépend de la capacité et de la résistance de charge. Le condensateur joue en quelque sorte le rôle d'un volant électrostatique et limite l'ondulation. Le transformateur ne débite que pendant les pointes pour lesquelles le condensateur se recharge.

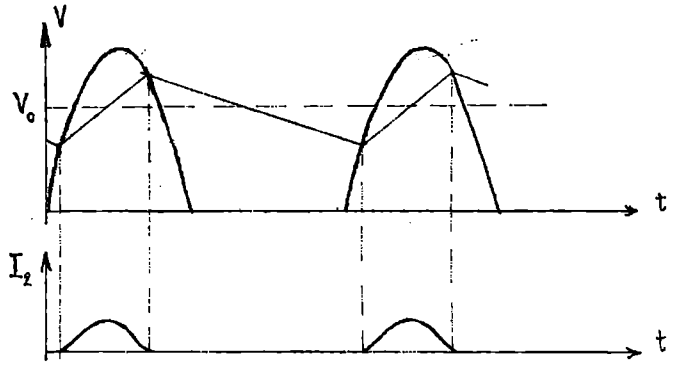


Fig. 290

La figure 291 résume intuitivement l'effet de filtrage.

Lorsque la résistance de charge est infinie (fonctionnement à vide), la tension aux bornes du condensateur se stabilise à la tension de crête. Lorsque la résistance diminue, la tension moyenne diminue et l'ondulation augmente.

Etudions plus en détail le filtrage en supposant une capacité élevée et un redresseur à caractéristique linéaire.

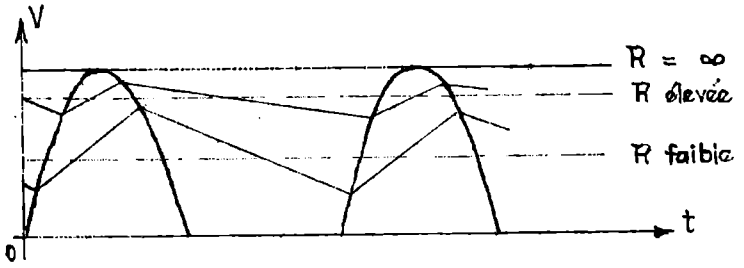


Fig. 291

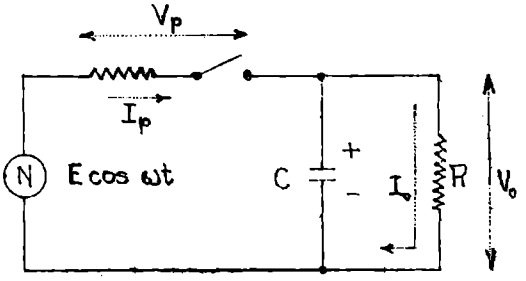


Fig. 292

Le redresseur est équivalent à une résistance r en série avec un interrupteur se fermant automatiquement lorsque la tension alternative instantanée dépasse la tension redressée V_o . La capacité étant élevée, l'ondulation est négligeable.

Pour les pointes négatives, la tension plaque est :

$$V_p = E \cos \omega t + V_o$$

et la tension inverse de pointe est $E + V_o$. Elle peut égaler 2E dans le cas de fonctionnement à vide.

Pour les pointes positives, on a : $V_p = E \cos \omega t - V_o$

Introduisons la notion d'angle d'annulation de courant c'est l'angle θ_0 pour lequel le courant s'annule à partir de sa valeur maxima, on a :

$$V_0 = E \cos \theta_0$$

d'autre part : $V_p = r I_p$

I_p étant le courant qui traverse le redresseur.

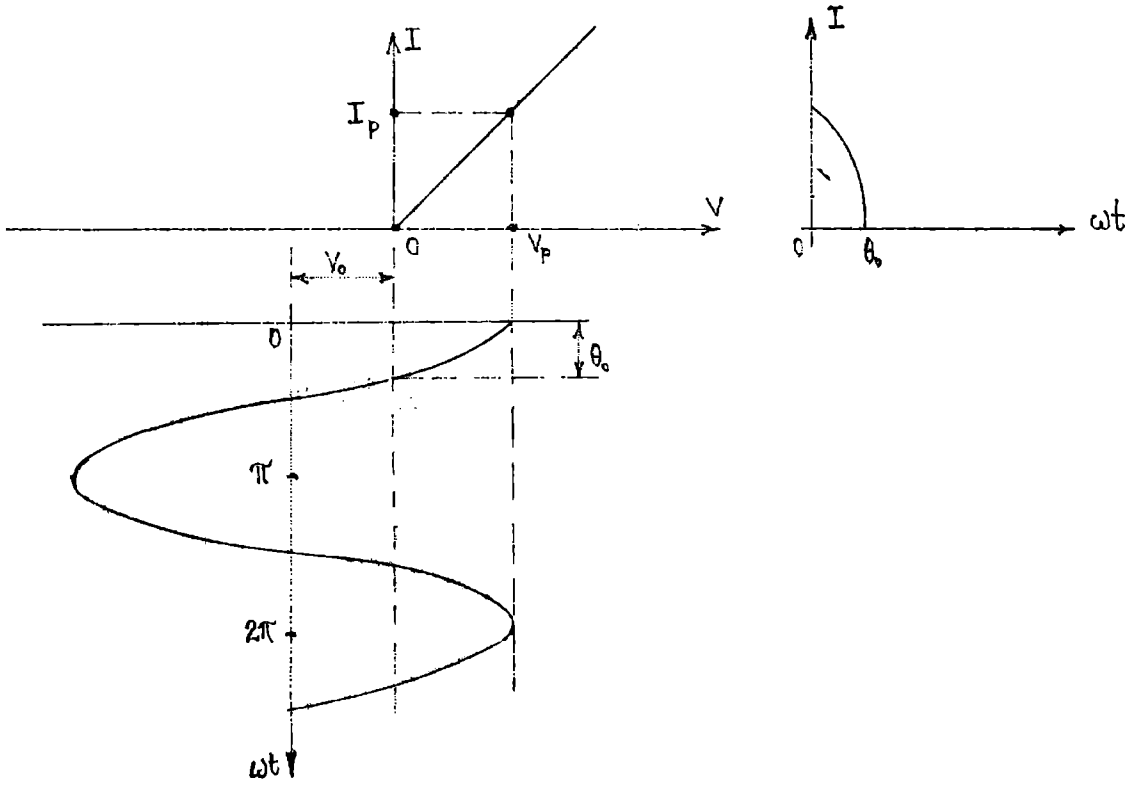


Fig. 293

Donc : $$r I_p = E \cos \omega t - E \cos \theta_0$$

$$I_p = \frac{E}{r} (\cos \omega t - \cos \theta_0)$$

Le courant moyen redressé est :

$$I_0 = \frac{1}{\pi} \int_0^{\theta_0} I_p \quad d(\omega t) = \frac{E}{r\pi} \int_0^{\theta_0} (\cos \omega t - \cos \theta_0)\, d(\omega t)$$

L'intégration donne :

$$I_0 = \frac{E}{r} \quad \frac{\sin\theta_0 - \theta_0 \cos\theta_0}{\pi}$$

La tension moyenne redressée est :

$$V_0 = RI_0 = \frac{RE}{r} \quad \frac{\sin\theta_0 - \theta_0 \cos\theta_0}{\pi}$$

Le courant et la tension redressée dépendent donc de l'angle θ_0
Sachant que

$$E = \frac{V_0}{\cos\theta_0}$$

on a :

$$V_0 = \frac{R V_0}{r \cos\theta_0} \quad \frac{\sin\theta_0 - \theta_0 \cos\theta_0}{\pi}$$

Donc : $$1 = \frac{R}{r\pi} \left(tg\,\theta_0 - \theta_0 \right)$$

C'est-à-dire que θ_0 est déterminé par

$$tg\,\theta_0 - \theta_0 = \pi \frac{r}{R}$$

L'angle θ_0 dépend donc du facteur de redressement $\frac{R}{r}$ (fig. 294)

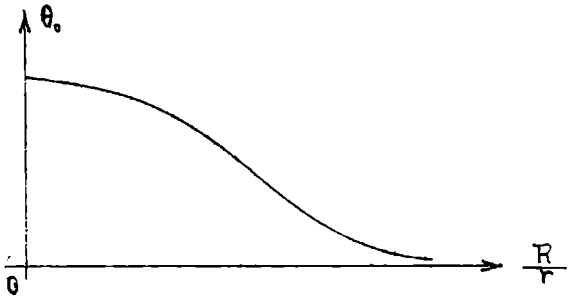


Fig. 294

Remarques :

1 - Dans le cas de redressement de n alternances, les valeurs I_0 et V_0 doivent être multipliées par n.

2 - La figure 295 donne une courbe permettant de déterminer le rapport entre la tension continue redressée et la tension alternative.

3 - La résistance r doit comporter la résistance du redresseur et la résistance totale effective du transformateur d'alimentation. Le rapport de transformation étant pour chaque demi-secondaire dans le cas de redressement des deux alternances

$$m = \frac{N_2}{N_1}$$

La résistance primaire rapportée au secondaire est $m^2 r_1$

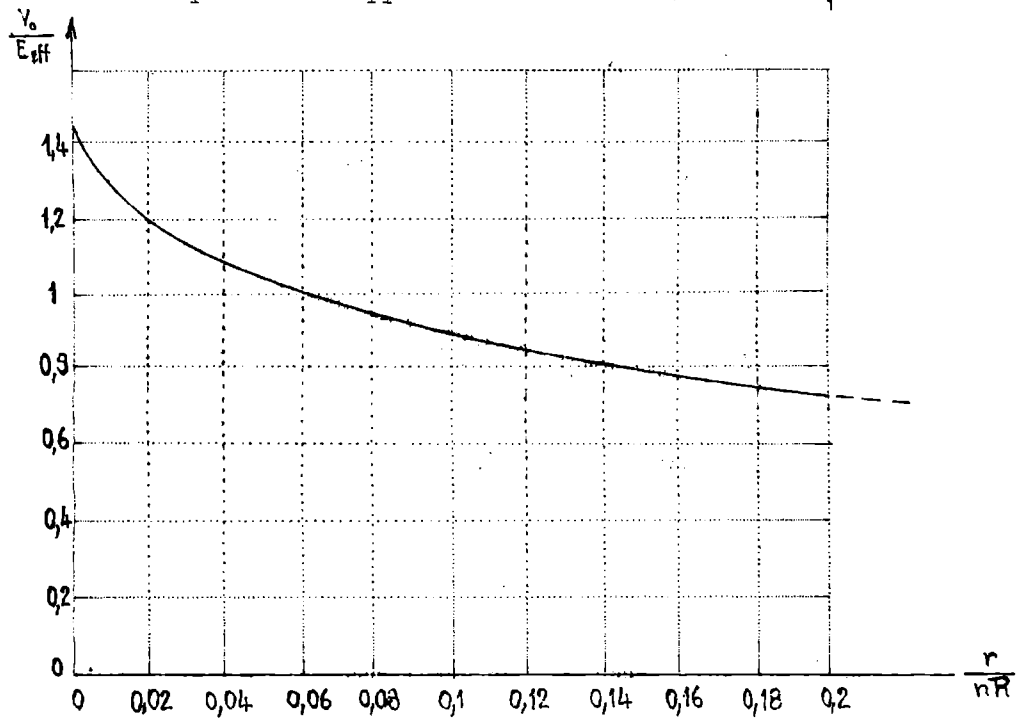


Fig. 295

La résistance propre du secondaire étant r_2 on a résistance interne totale

$$r = \rho + r_2 + m^2 r_1$$

4 - Si le circuit d'utilisation absorbe un courant I sous la tension V, la résistance équivalente d'utilisation est :

$$R = \frac{V}{I}$$

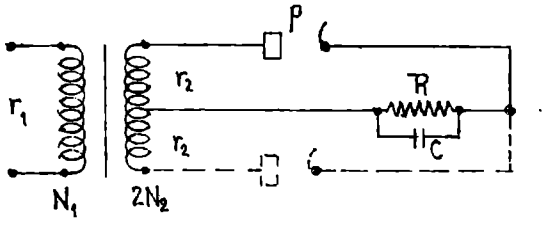


Fig. 296

Calculons maintenant la tension d'ondulation. La tension d'ondulation est une dent de scie.

La période T se décompose en un temps de charge t et un temps de décharge T-t. La décharge est sensiblement linéaire ($\frac{dv}{dt} = C^{te}$).

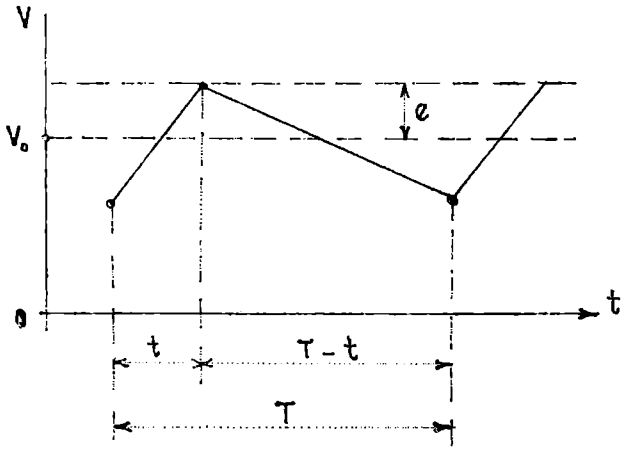


Fig. 297

Le courant de décharge est $I_0 = C\frac{\Delta V}{\Delta t} = C^{te}$

mais $\Delta V = 2e$

$\Delta T = T - t$

ainsi $I_0 = \frac{C\,2e}{T-t}$

d'où on tire l'amplitude d'ondulation

$$e = \frac{I_0\,(T-t)}{2C} = \frac{I_0\,T\,(1-\frac{t}{T})}{2C}$$

$$e = \frac{I_0\,(1-\frac{t}{T})}{2Cf}$$

Dans le cas de redressement de n alternances la durée de décharge est $\frac{T}{n} - t$

et la tension d'ondulation est donnée par la relation générale $e = \frac{I_0(\frac{1}{n}-\frac{t}{T})}{2Cf}$

La figure 298 donne le coefficient ($\frac{1}{2} - \frac{t}{T}$) dans le cas de redressement de deux alternances.

1,42 Filtrage par circuit LC et RC

Si la tension d'ondulation est trop élevée, il faut améliorer le filtrage par un circuit LC ou RC.

Dans la décomposition en série de Fourier de la tension d'ondulation on ne retient que le terme fondamental (de fréquence nf.)

$$e_{max} = \frac{8e}{\pi^2} \# 0{,}8\,e$$

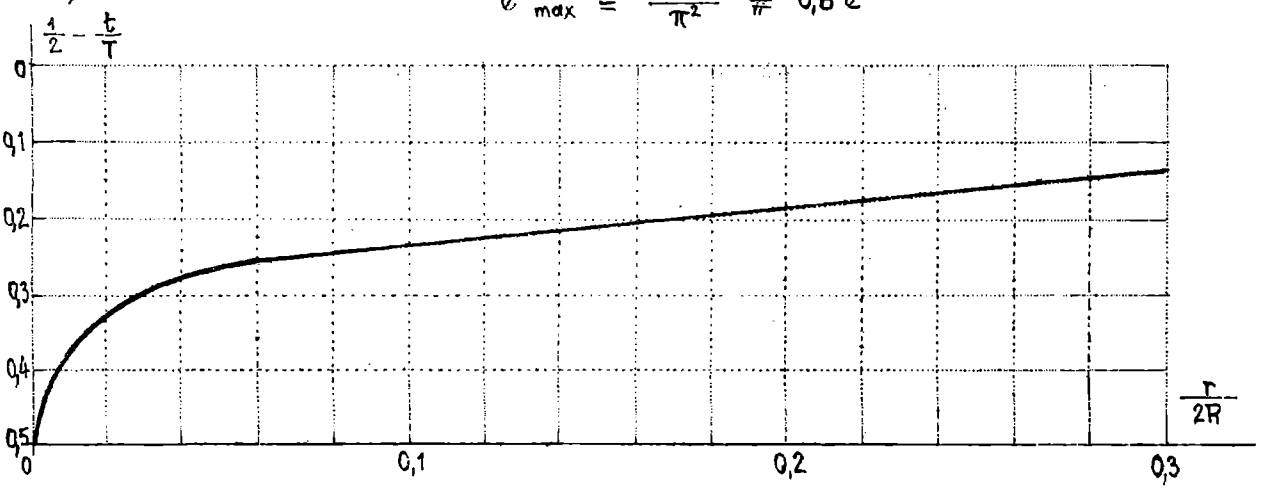


Fig. 298

La tension d'ondulation peut être atténuée par un quadripôle interposé entre la capacité et la résistance de charge.

Calculons l'affaiblissement introduit par le circuit LC de la figure 299

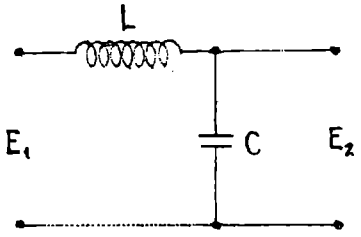


Fig. 299

Le courant dans LC est :

$$i = \frac{E_1}{j\left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right)}$$

La tension de sortie est :

$$E_2 = -j\,\frac{i}{C\omega} = -\frac{E_1}{C\omega\left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right)}$$

$$E_2 = -\frac{E_1}{LC\,\omega^2 - 1}$$

L'affaiblissement de la cellule est :

$$A = \frac{E_1}{E_2} = LC\omega^2 - 1$$

Dans le cas du circuit RC de la figure 300 on a :

$$i = \frac{E_1}{R - \frac{j}{C\omega}}$$

$$E_2 = -j\frac{i}{C\omega} = -j\frac{E_1}{RC\omega - j}$$

d'où on tire l'affaiblissement

$$A = \frac{E_1}{E_2} = \frac{RC\omega - j}{-j} = jRC\omega + 1$$

soit en modulé : $A = \sqrt{R^2C^2\omega^2 + 1}$

On a généralement $A \neq RC\omega$

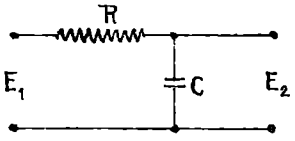


Fig. 300

1,43 Filtrage à self en tête

La self placée en tête réduit l'ondulation en jouant un rôle de "volant magnétique". La figure 302 donne l'allure du courant dans l'inductance.

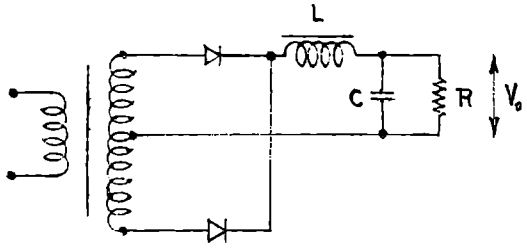


Fig. 301

Si V_0 est la tension moyenne redressée et E_1 l'amplitude du terme fondamental de la composante alternative, on définit le taux d'ondulation

$$\alpha = \frac{E_1}{V_0}$$

A l'entrée du filtre on a

$$\alpha_e = \frac{E_e}{V_0}$$

E est donné dans la décomposition en série de Fourier de la tension redressée.

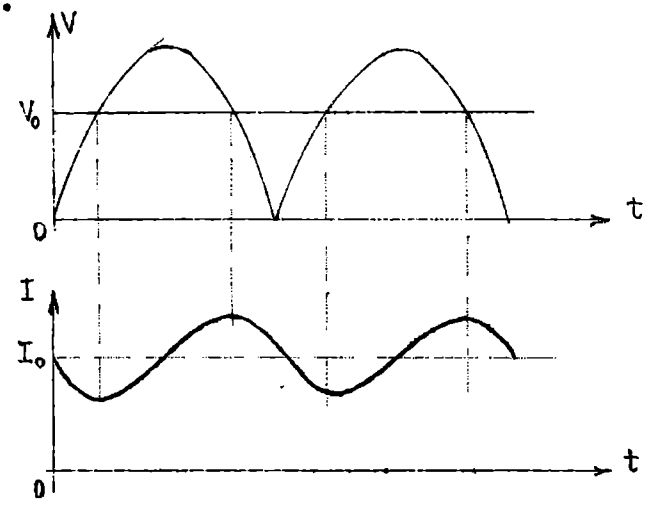


Fig. 302

On a ainsi :

Nombre de phases n	Composante continue V_0	Fondamentale fréquence	Fondamentale amplitude E_e	Taux d'ondulation α_e
2	0,637 E	2 f	0,424 E	0,665
3	0,827 E	3 f	0,207 E	0,250
6	0,955 E	6 f	0,0546E	0,0565
12	0,989 E	12 f	0,014 E	0,01415

Soit à obtenir un taux d'ondulation

$$\alpha_s = \frac{E_s}{V_0}$$ à la sortie du filtre.

Le circuit LC est parcouru par la composante alternative I_1
Les tensions d'entrée et de sortie du filtre sont :

$$E_e = \alpha_e V_0$$
$$E_s = \alpha_s V_0 \quad .$$

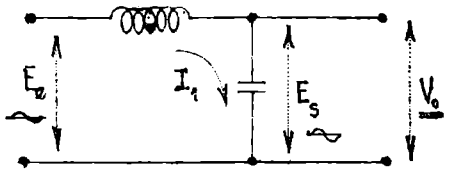


Fig. 303

La chute de tension dans l'inductance est :

$$L\omega I_1 = E_e - E_s$$

Le courant I_1 est pratiquement indépendant de la charge, par contre I_0 varie et il ne faut pas que $I_1 > I_0$.

A la limite on doit avoir

$$I_1 = I_{min} = \frac{I_0}{k} = \frac{V_0}{KR}$$

(K est de l'ordre de 10)

On a ainsi : $$\frac{L\omega V_0}{KR} = E_e - E_s = V_0(\alpha_e - \alpha_s)$$

d'où l'on tire : $$L = \frac{KR(\alpha_e - \alpha_s)}{\omega}$$

Calculons la capacité.

Nous avons : $$I_1 = \frac{E_e}{L\omega - \frac{1}{C\omega}}$$

$$E_s = \frac{I_1}{C\omega} = \frac{E_e}{LC\omega^2 - 1} = \alpha_s V_0$$

$$(LC\omega^2 - 1)\ \alpha_s = \frac{E_e}{V_0} = \alpha_e$$

donc $$LC = \frac{1}{\omega^2} \left(\frac{\alpha_e}{\alpha_s} + 1 \right)$$

ce qui donne : $$C = \frac{1}{L\omega^2} \left(\frac{\alpha_e}{\alpha_s} + 1 \right)$$

Remarque : Si la self calculée est trop importante, il y a lieu soit de prendre α_s plus élevé et d'ajouter une cellule de filtrage calculée comme au paragraphe 1,42 soit, si possible, d'utiliser un nombre de phases plus élevé.

1,3 EXERCICES SUR LE CHAPITRE I

Exercice 1 -

Déterminer un circuit d'alimentation permettant de débiter un courant continu de 200 mA sous 350 volts avec un taux d'ondulation inférieur à 0,3%. Le secteur est monophasé à 50 Hz.

On utilisera un tube redresseur biplaque 5Z3 dont les caractéristiques sont :

- résistance interne $\rho = 240\ \Omega$
- tension inverse maxima 1 500 volts
- capacité maxima en tête 30 μF

En première étude on supposera :

Résistance primaire du transformateur 15 Ω
" 1/2 secondaire du transformateur 100 Ω

Rapport de transformation du transformateur m = 3,5
Résistance inductance de filtrage 50 Ω

Solution :

La résistance de charge est $\frac{350}{0,2} = 1750\ \Omega$

Résistance de charge effective y compris l'inductance de filtrage 1750 + 50 = 1 800 Ω

Résistance interne totale :

$$r = \rho + R_2 + m^2 R_1 = 240 + 100 + \overline{3,5}^2\ 15 = 524\ \Omega$$

$$\frac{r}{nR} = \frac{524}{2 \times 1800} = 0,145$$

sur l'abaque figure 295 on trouve

$$\frac{V_0}{E_{eff}} = 0,8$$

tension d'un demi-secondaire du transformateur

$$E_{eff} = \frac{350 + 50 \times 0,2}{0,8} = 450 \text{ volts eff.}$$

La tension inverse de pointe est :

$$450 \times \sqrt{2} \times 2 = 1275 \text{ volts}$$

valeur acceptable puisque le tube admet 1500 volts maximum.
Choisissons une capacité en tête de 16 µF
la tension d'ondulation est :

$$e = \frac{I_0 \left(\frac{1}{n} - \frac{t}{T}\right)}{2Cf}$$

sur la courbe (figure 298) on trouve pour $\frac{r}{2R} = 0,145$

$$\left(\frac{1}{2} - \frac{t}{T}\right) = 0,22$$

Donc $e = \frac{0,2 \times 0,22 \times 10^6}{2 \times 16 \times 100} = 13,75$ volts max

Le terme fondamental a pour valeur

$$e_1 = 0,8 \times 13,75 = 11 \text{ volts}$$

La tension de ronflement admissible doit être inférieure à :

$$350 \times 0,003 = 1,05 \text{ volt}$$

L'affaiblissement à produire doit être supérieur à :

$$A = \frac{11}{1,05} = 10,5$$

En utilisant un filtre LC il faut que

$$LC\omega^2 - 1 > 10,5$$

En choisissant une capacité de 16 µF il faut une bobine d'inductance :

$$L > \frac{11,5 \times 10^6}{16 \times 4\pi^2 \, 10^4} = 1,8 \text{ Hy}$$

Une inductance de 2 Hy peut convenir.

Exercice 2 -

Déterminer le circuit de filtrage à inductance en tête d'une alimentation capable de débiter un courant continu de 1A sous 2000 volts avec un taux d'ondulation de 0,5 %. Le courant débité minima peut atteindre 0,1 A.

Le réseau est triphasé à 50 Hz.

Solution :

Dans le tableau de la page 296 on trouve dans le cas de triphasé (n = 3)

$V_o = 0,827\ E$

fréquence 3f soit 150 Hz.

Taux d'ondulation 0,25 soit 25 %

La résistance de charge est :

$$R = \frac{2000}{1} = 2000\ \Omega$$

d'autre part : $K = \frac{I_{max}}{I_{min}} = 10$

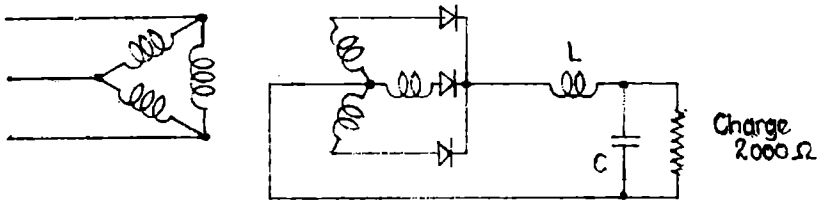


Fig. 304

L'inductance du filtre est :

$$L = \frac{KR\ (\alpha_e - \alpha_s)}{\omega} = \frac{10 \times 2000\ (0,25 - 0,005)}{2\pi\ 150} = 5,2\ Hy$$

La capacité est :

$$C = \frac{1}{L\omega^2}\left(\frac{\alpha_e}{\alpha_s} + 1\right) = \frac{10^6}{5,2\ 4\pi^2\ 150^2}\left(\frac{0,25}{0,005} + 1\right) = 11\ \mu F$$

CHAPITRE II

AMPLIFICATEURS

Un amplificateur est dans le cas le plus général, un transformateur de tension ou d'énergie continue, en tension ou énergie alternative, en principe sans demander la moindre énergie à la source de contrôle.

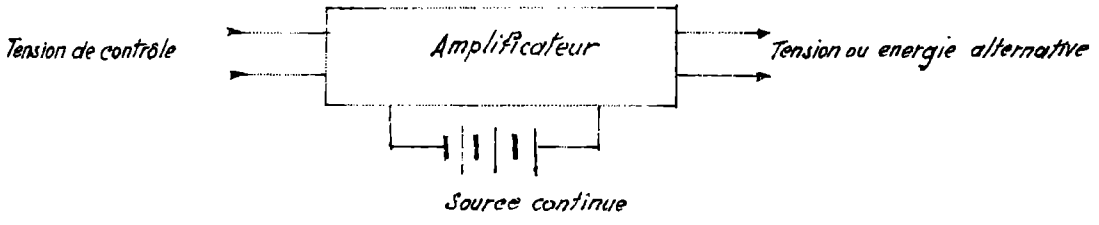


Fig. 304

L'amplification se fait en deux étapes:

- une amplification de tension,
- une amplification de puissance.

On classe les amplificateurs suivant la fréquence ou la bande de fréquence à amplifier. On distingue:

les amplificateurs à courant continu

- à basse fréquence,
- à vidéo fréquence
- à haute fréquence.

2,1 ETUDE GENERALE D'UN ETAGE AMPLIFICATEUR

2,11 Régime dynamique

2,111 Cas d'un tube triode

Soit un tube triode utilisé suivant le montage de la figure 305. Dans le circuit grille est placée une source de polarisation rendant la grille négative et une source alternative ΔV_g nous indiquerons plus loin les raisons de cette polarisation.

Dans le circuit plaque se trouve la source plaque de tension V_s et une impédance de charge destinée à transformer les variations de courant plaque ΔI_p en variations de tension ΔV_p

On définit le gain de tension par :

$$G = \frac{\Delta V_p}{\Delta V_g}$$

Or, celui-ci est plus faible que le coefficient d'amplification statique K de la lampe, ceci est dû à la présence de l'impédance de charge dans le circuit plaque. L'étude du fonctionnement doit se faire non plus sur les caractéristiques statiques données par les constructeurs, mais sur les caractéristiques dynamiques qui tiennent compte de l'influence du circuit de charge.

Etudions en premier lieu, le fonctionnement dans le cas d'une charge résistante. Lorsque la résistance est nulle la tension plaque est égale à la tension de la source et la tension alternative appliquée à la grille donne un courant alternatif ΔI_p autour de la valeur moyenne I_{p_1} (fig.306).

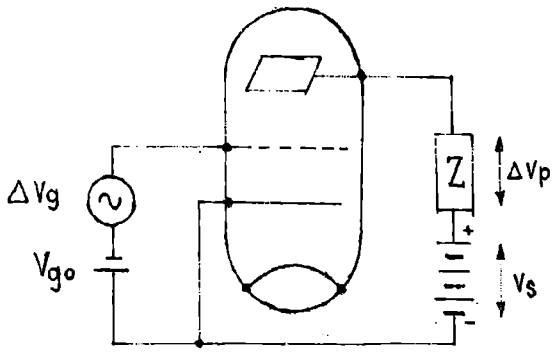


Fig. 305

Le fait d'introduire une résistance dans le circuit plaque

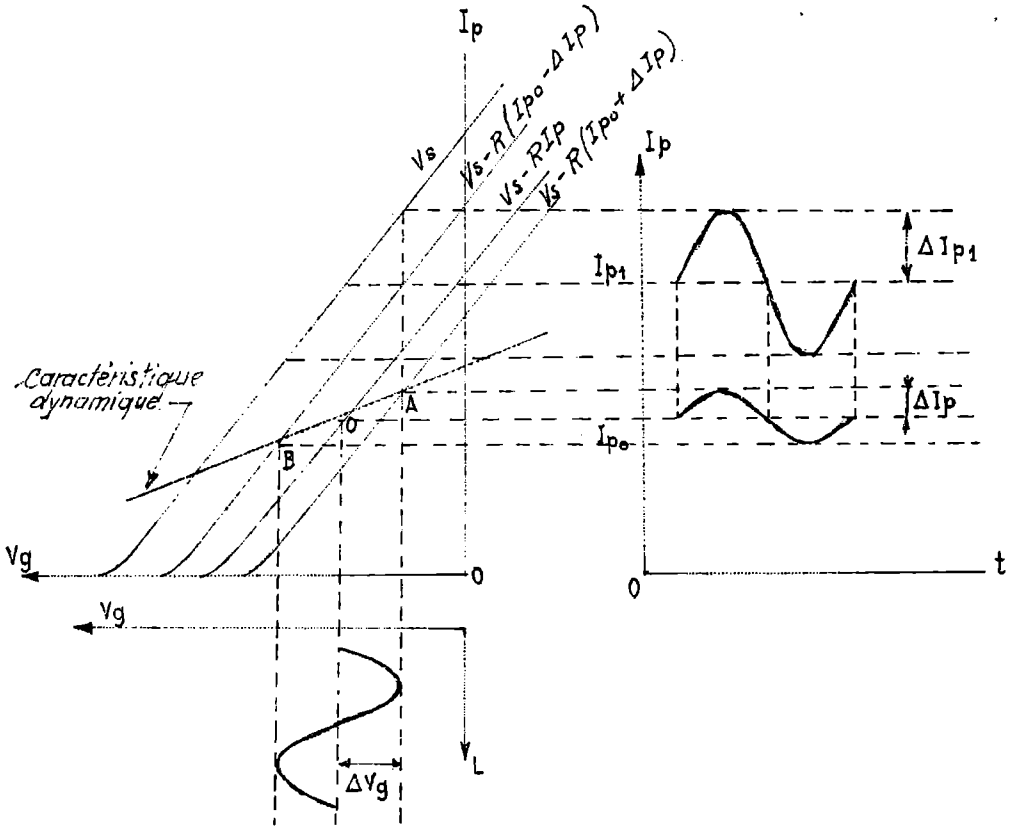


Fig.306

produit une baisse de la tension plaque, laquelle se fixe à la valeur $V_s - R\,I_{p_o}$ en l'absence de tension grille alternative.

Lorsque la tension ΔV_g est appliquée, le courant plaque varie d'une valeur $I_{p_o} + \Delta I_p$ lorsque la grille devient moins négative, à une valeur $I_{p_o} - \Delta I_p$ lorsque la grille devient plus négative. Il en résulte une variation de la tension plaque et le fonctionnement dynamique de la lampe affecte tout le réseau de caractéristiques compris entre les limites $V_s + R\,(I_{p_o} + \Delta I_p)$ et $V_s - R\,(I_{p_o} - \Delta I_p)$

Le point de fonctionnement se déplace en définitive sur la droite AOB, celle-ci est appelée caractéristique dynamique. La pente de cette caractéristique est plus faible que la caractéristique statique et le courant plaque alternatif a une amplitude réduite.

Le fonctionnement peut être étudié également sur le réseau $I = F(V)$ fig.307.

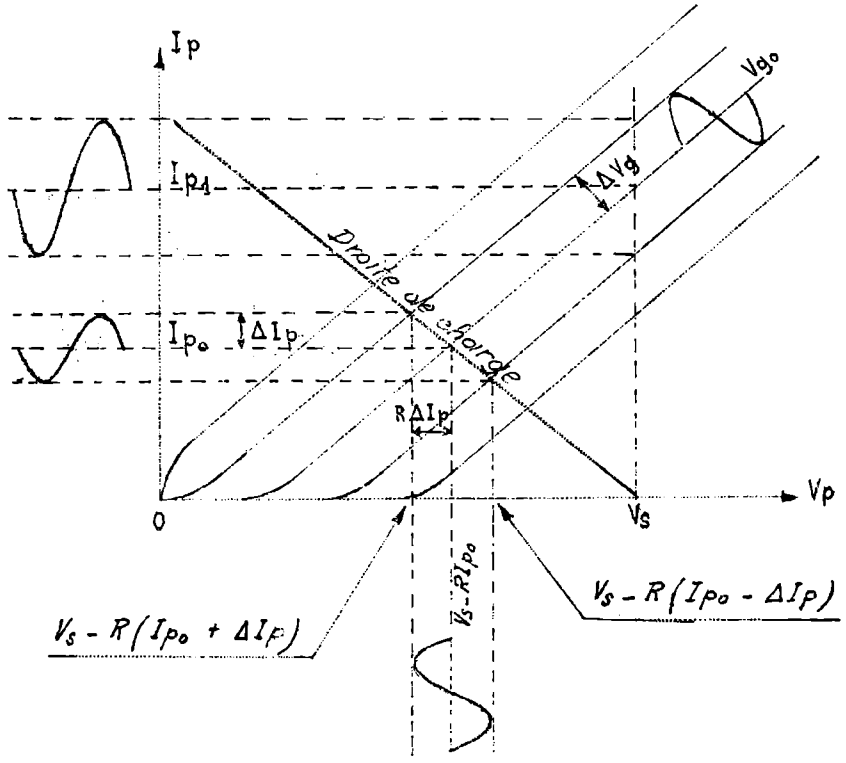


Fig.307

Dans ce cas on retrouve le même phénomène. L'introduction de la résistance produit une chute de tension; l'application de la tension alternative de grille fait osciller la tension plaque entre les limites définies précédemment, l'amplitude de variation étant $R\,\Delta I_p$

Le croisement entre les courbes de tension grille et les verticales élevées à partir des tensions plaques obtenues, donnent les différentes positions du pt de fonctionnement. Celui-ci se déplace sur une droite inclinée appelée droite de charge. L'inclinaison de celle-ci définie par :

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\Delta I_p}{R\,\Delta I_p} = \frac{1}{R}$$

Lorsque $R = 0$ $\operatorname{tg} \alpha = \infty$ donc $\alpha = \frac{\pi}{2}$ la droite de charge est verticale. Elle s'incline d'autant plus que R est élevée. A la limite, lorsque $R = \infty$ la droite de charge est horizontale. Il faut remarquer sur les figures 306 et 307 que, par

exemple, une variation positive de la tension grille rendant ainsi la grille moins négative, produit une variation de courant plaque positive et une variation de tension plaque négative. C'est à dire que l'amplification s'opère avec une inversion de phase.

Calculone le gain de l'étage amplificateur triode. Pour cela utilisons le schéma équivalent représenté par la figure 308.

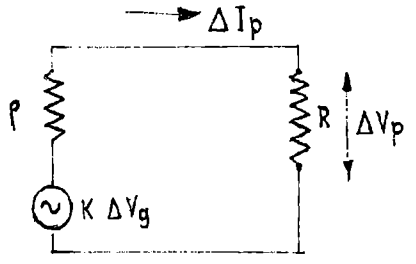


Fig. 308

ρ est la résistance interne du tube,

k son coefficient d'amplification

le courant dans le circuit est: $\Delta I_p = \frac{K \Delta V_g}{\rho + R}$

On obtient aux bornes de la résistance de charge

$$\Delta V_p = R \Delta I_p = \frac{K R \Delta V_g}{\rho + R}$$

d'où l'on tire le gain :

$$G = \frac{\Delta V_p}{\Delta V_g} = \frac{K R}{\rho + R} = \frac{K}{1 + \frac{\rho}{R}}$$

Calculons la pente dynamique de la caractéristique. Elle se définit par :

$$S' = \frac{\Delta I_p}{\Delta V_g}$$

En prenant l'expression du courant plaque précédente on tire :

$$S' = \frac{K}{\rho + R}$$

mais comme $\frac{K}{\rho} = S$, on a :

$$S' = \frac{S}{1 + \frac{R}{\rho}}$$

La pente dynamique est donc toujours plus petite que la pente statique de même que le gain est plus petit que le coefficient d'amplification.

Etudions maintenant le cas plus général d'une charge réactive.

Supposons la lampe chargée par une impédance :

$$Z = R + j X$$

Le courant alternatif de plaque devient :

$$\Delta I_p \frac{K \Delta V_g}{\rho + R + jX}$$

Soit en module :

$$\Delta I_p = \frac{K \Delta V_g}{\sqrt{(\rho + R)^2 + X^2}}$$

Il existe un déphasage entre I et V.

Celui-ci est donné par :

$$tg\, \varphi = \frac{X}{\rho + R}$$

Le fonctionnement devient alors complexe, l'équation qui relie les valeurs instantanées du courant et de la tension grille est celle d'une ellipse, au lieu d'être une fonction linéaire comme dans le cas d'une résistance pure.

Les variations de courant plaque ne sont plus obtenues par report sur une droite, mais sur une ellipse (fig.309).

L'ellipse présente six points de tangence :

2 avec les maxima de tension grille
2 avec les maxima de courant plaque
2 avec les caractéristiques statiques pour les tensions.

$$V_{p_0} - Z \Delta I_p \text{ et } V_{p_0} + Z \Delta I_{p_0}$$

Dans le cas d'une charge inductive elle doit être parcourue dans le sens trigonométrique et en sens inverse dans le cas d'une charge capacitive.

L'utilisation de l'ellipse de charge conduit à des calculs plus compliqués que pour la droite de charge, on se ramène généralement au cas d'une résistance pure, ce qui est justifié en haute fréquence pour la résonance.

En basse fréquence, on prend souvent comme valeur de la charge de plaque une résistance égale au module de l'impédance à 1000 Hz ou 800 Hz.

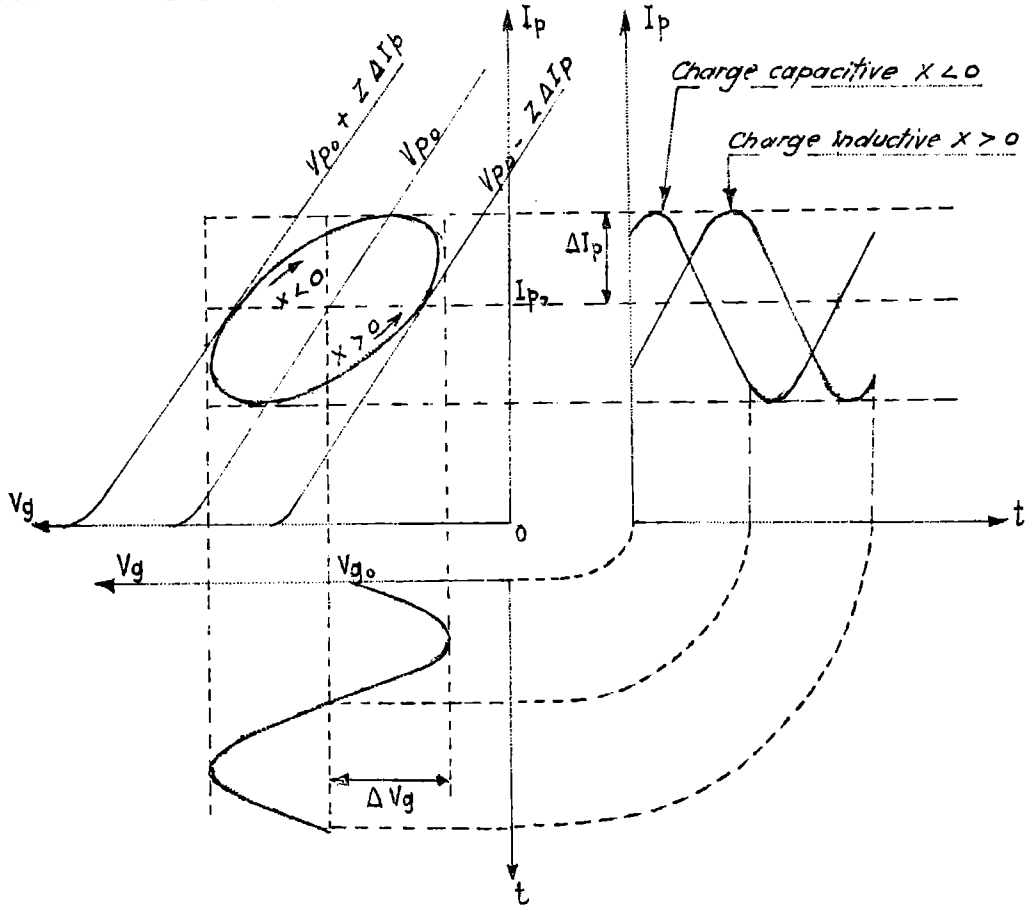


Fig. 309

2,112 Cas d'un tube tétrode ou pentode

Dans ce cas la résistance interne peut être très grande devant la résistance de charge R.

Dans la formule générale du gain, on peut négliger 1 devant $\frac{\rho}{R}$

On obtient alors :

$$G = -\frac{kR}{\rho} = SR$$

Il est commode de prendre S en mA/V et R en KΩ

Dans la formule de la pente dynamique :

$$S' = \frac{S}{1 + \frac{R}{\rho}}$$

on peut par contre négliger $\frac{R}{\rho}$ devant 1 et on obtient S' = S

c'est-à-dire que la caractéristique dynamique :

$$I_p = f\ (V_g)$$

ne se distingue pas de la caractéristique statique.

Le courant plaque alternatif est :

$$\Delta I_p = S\,\Delta V_g$$

Dans le réseau $I_p = f\ (V_p)$; on peut tracer une droite de charge comme pour le cas d'une triode :

On a $\quad tg\ \alpha = \frac{1}{R}$

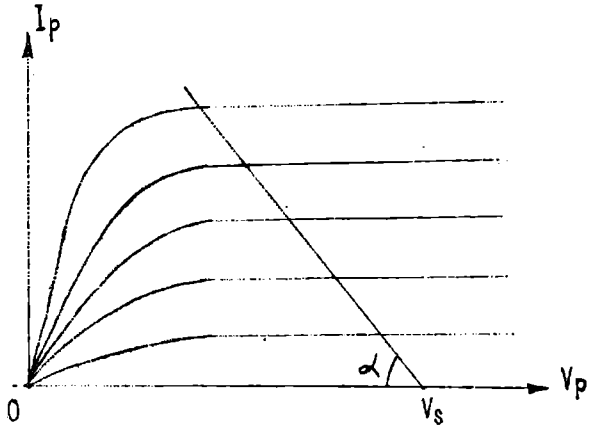


Fig. 310

2,113 Trace des droites de charge.

L'étude du fonctionnement des lampes amplificatrices est faite habituellement avec le réseau de caractéristiques $I_p = f(V_p)$ sur lequel il y a lieu de situer la droite de charge.

La position de celle-ci est variable suivant le mode de charge et il doit, en outre, être tenu compte de la puissance maximum que peut dissiper l'anode.

Nous supposerons que la charge est assimilable à une résistance pure. Il faut distinguer 3 cas :

1er Cas : la lampe est chargée directement par une résistance R (fig. 311)

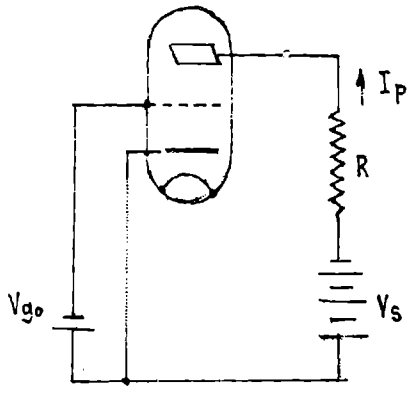


Fig. 311

La tension de plaque est définie par :

$$V_p = V_s - R \quad I_p$$

$$\text{Si } I_p = 0 \quad V_p = V_s$$

lorsque $V_p = 0 \quad I_p = \frac{V_s}{R}$

ce qui permet de trouver 2 points de la droite de charge (fig.312)

La tension de polarisation V_{g_0} donne le point de fonctionnement à vide. Sous l'effet d'une tension alternative celui-ci

se déplace de part et d'autre de A sur la droite de charge.

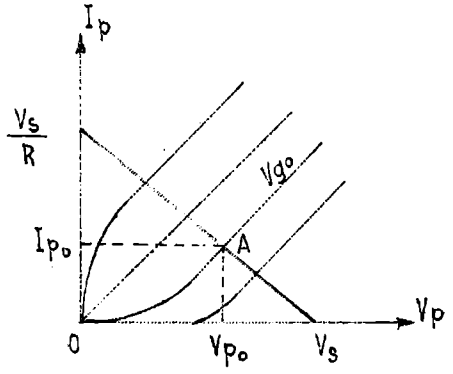


Fig.312

Le point A donne les valeurs de tension moyenne et de courant de plaques V_{p_o} et I_{p_o}

2ème Cas : La charge de plaque présente une résistance nulle en courant continu et une résistance R en courant alternatif (régime dynamique).

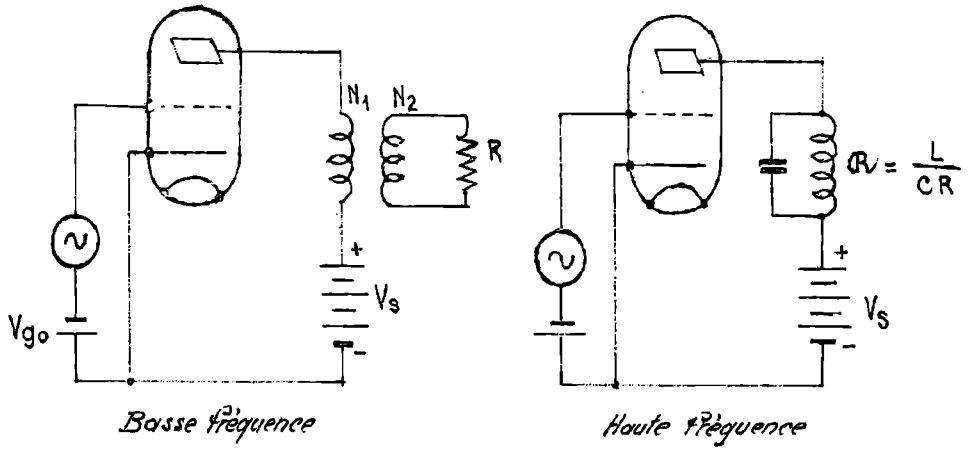


Fig. 313

C'est le cas, en particulier d'une charge par résistance R à travers un transformateur d'adaptation (basse fréquence) ou d'une charge par un circuit bouchon (fig. 313)

Si le tranformateur a un rapport $\frac{N_2}{N_1} = m$ la résistance apparente au primaire en régime dynamique est $\frac{R}{m^2}$

On peut généralement négliger la résistance propre du primaire.

$\mathcal{R} = \frac{L}{CR}$ Le circuit bouchon produit à la résonance une charge la résistance en courant continu est également négligeable.

En régime statique la tension plaque est V_S et le fonctionnement se stabilise au point A (fig. 314).

Dès qu'une modulation est appliquée à la grille le régime dynamique fait apparaitre dans le circuit plaque la résistance apparente $\frac{\mathcal{R}}{m^2}$ ou $\frac{L}{CR}$ laquelle charge la lampe.

Le point de fonctionnement à vide est obtenu en élevant la perpendiculaire à V afin d'obtenir le croisement avec la courbe correspondant à la polarisation V_{g_0}. En régime dynamique la droite de charge s'incline autour du point A de telle façon que:

$$tg\ \alpha = \frac{m^2}{R} \quad \text{ou} \quad tg\ \alpha = \frac{CR}{L}$$

On constate que la tension plaque est supérieure à la tension de la source pendant les pointes négatives de tension grille.

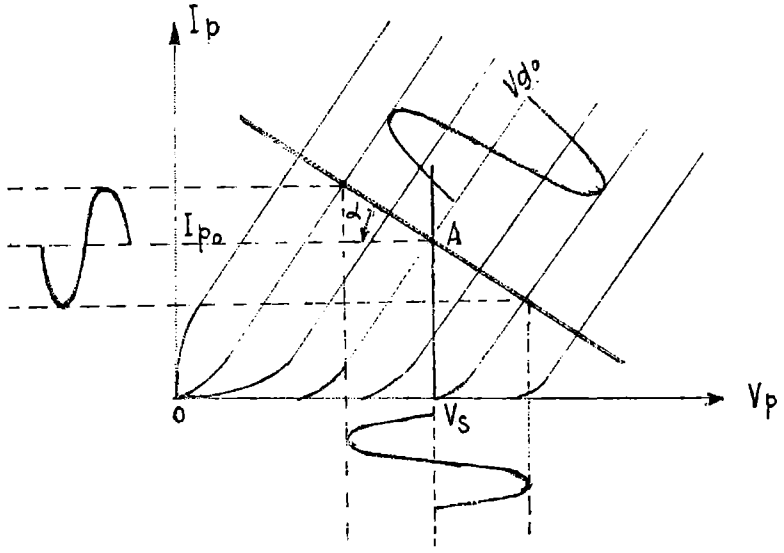


Fig. 314

3ème Cas : La résistance de charge est différente en courant continu et en courant alternatif. C'est le cas d'une lampe chargée par résistance et comportant un filtre d'anode.

Nous avons montré qu'une lampe produit une inversion de phase. Dans le cas d'un amplificateur à 3 étages et en supposant que les liaisons n'apportent pas de déphasage supplémentaire, il se produit entre l'entrée de la première lampe et la sortie de la troisième, 3 inversions de phase.

Les oscillations sur la plaque de la dernière lampe sont donc en phase avec celles qui attaquent la grille de la deuxième. Or, s'il existe par les circuits d'alimentation en Haute tension un couplage quelconque entre la plaque de la 1ère lampe et la plaque de la 3ème, l'amplificateur entrera en oscillations spontanées.

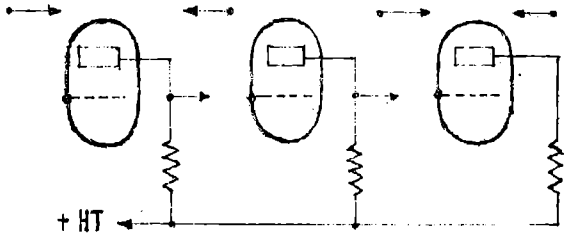


Fig. 315

Pour remédier à cet inconvénient il faut placer un filtre passe bas, formé d'une résistance R et d'une capacité de découplage C sur l'anode de la dernière lampe de telle façon qu'il n'y ait pas de réinjection possible de composante alternative (fig.316).

En régime statique la lampe est chargée par $R_1 + R_2$ et la droite de charge part de la tension V_s avec une pente:

$$tg\,\alpha = \frac{1}{R_1 + R_2}$$

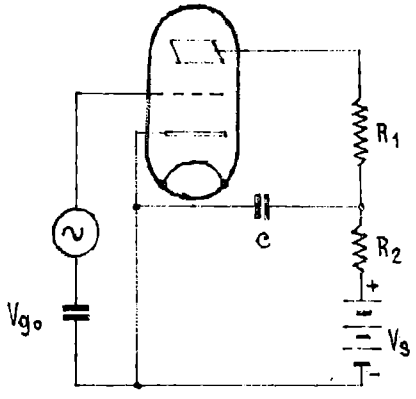


Fig. 316

Le point de fonctionnement est alors en A. En régime

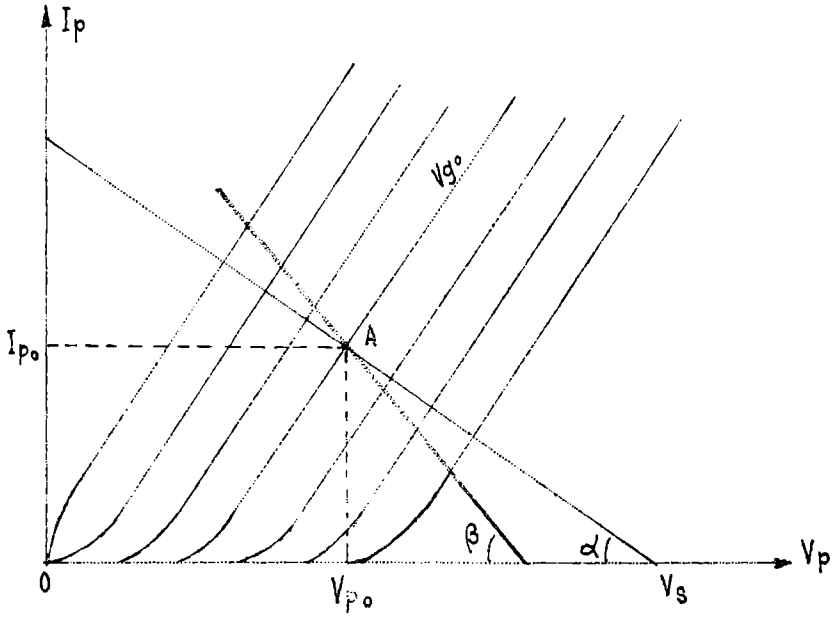


Fig. 317

alternatif, la capacité C de faible réactance annule l'impédance formée par R_2 et la source, la droite de charge tourne alors autour de A et prend une position telle que $tg\ \beta = \frac{1}{R_1}$

REMARQUES.

1) La réactance de capacité du filtre d'anode doit être faible devant R_2 (de $\frac{1}{5}$ à $\frac{1}{10}$ de R).

La capacité doit être calculée pour la fréquence la plus faible amplifiée. Si la capacité est trop faible, il peut en résulter une augmentation du gain aux fréquences faibles.

2) La puissance moyenne développée par un tube amplificateur ne peut dépasser une valeur fixée par la dissipation anodique maximum. Pour déterminer la zone de fonctionnement il y a lieu de tracer la courbe de puissance limite. Celle-ci est définie par :

$$I_p \quad V_p = P\ max = Cte$$

c'est une hyperbole (fig.318). Le point de fonctionnement moyen ne

doit pas se trouver à l'intérieur de la surface hachurée.

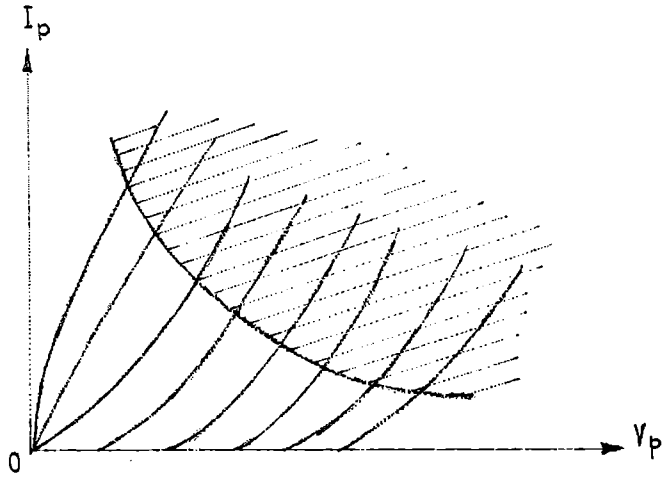


Fig. 318

3) Une ouverture du circuit secondaire du transformateur dans le 2ème cas se traduit par une charge très importante dans la plaque (impédance du primaire). La droite de charge s'incline fortement; dans le cas d'une triode il se produit une légère augmentation de tension alternative de plaque, par contre, dans le cas d'une tétrode ou d'une pentode les caractéristiques $I_p = f(V_p)$ sont presque horizontales et la tension plaque peut devenir très importante pendant les pointes négatives de tension grille (fig.319); un arc peut s'amorcer à l'intérieur de la lampe et la détériorer.

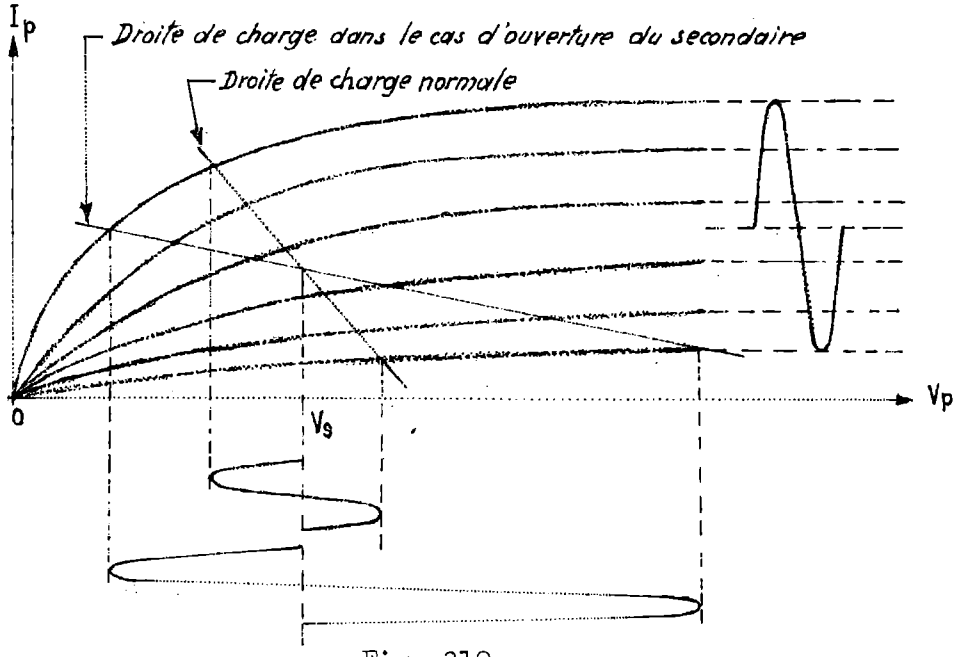
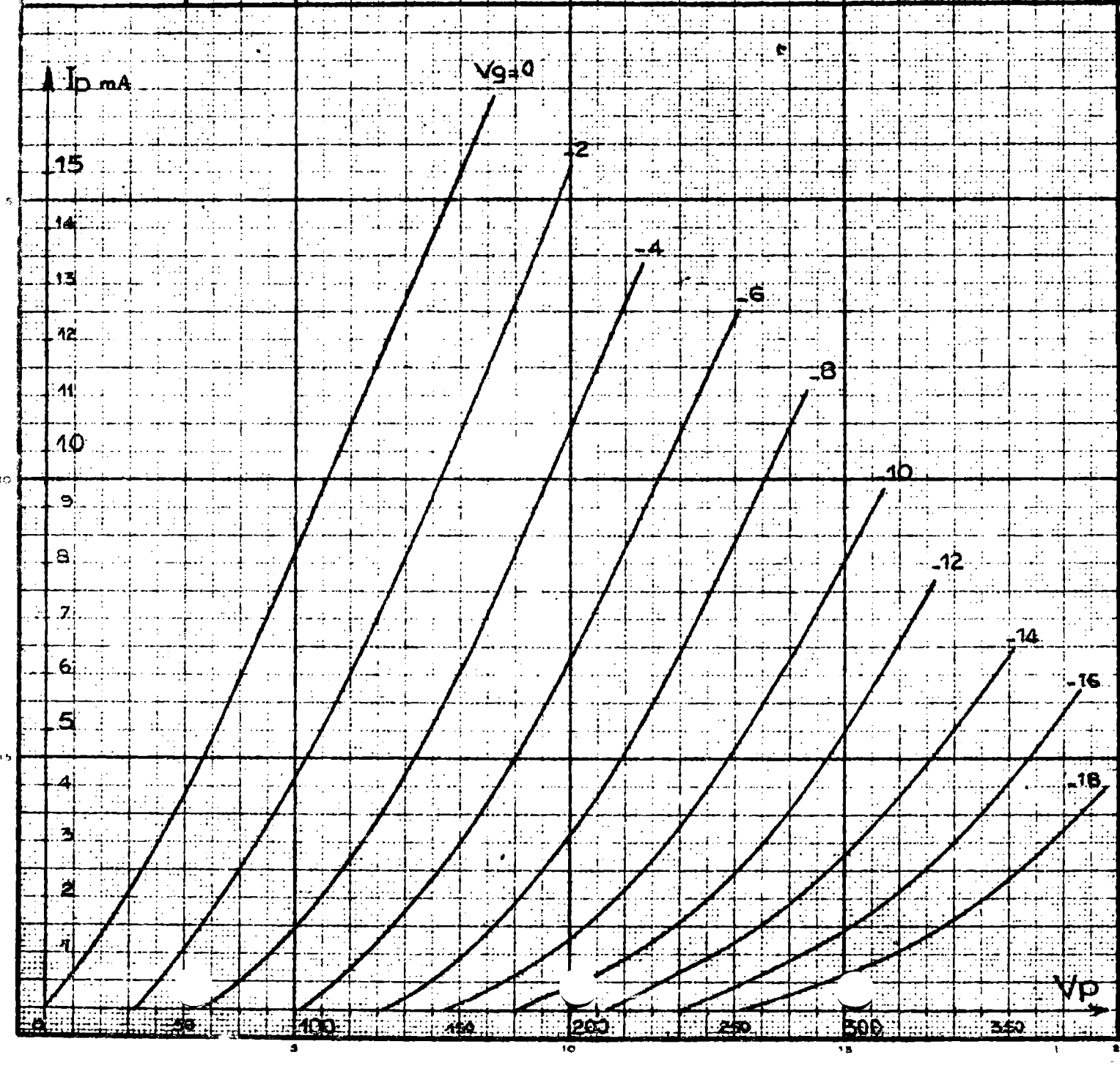


Fig. 319

6C5 _ TRIODE B.F _ RÉSEAU I_p V_p



Filament I_f = 0.3 A
V_f = 6.3 V

Amplificatrice classe A

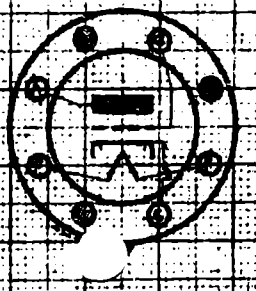
Vp	250 V
Polarisation	-8 V
Ip	8 mA
ρ	10 kΩ
S	2 mA/V
K	20

Caractéristiques limites

Vp max	300 V
Polar max	-50 V
" minimum	0 V
Puiss. anodique max	2,5 W

Capacités

Cgp = 2 pF
Cgk = 3 pF
Cap = 11 pF



2,12 Polarisation et Classes d'amplification

2,121 Polarisation grille

Une tension ΔV_g appliquée directement entre grille et cathode est en réalité appliquée autour du potentiel zéro (conventionnellement lacathode). Le courant plaque varie de ΔI_p autour de la valeur moyenne $I_{p_{o_1}}$ de plus la source de contrôle de grille doit fournir une pointe de courant pendant les alternances positives (fig.320).

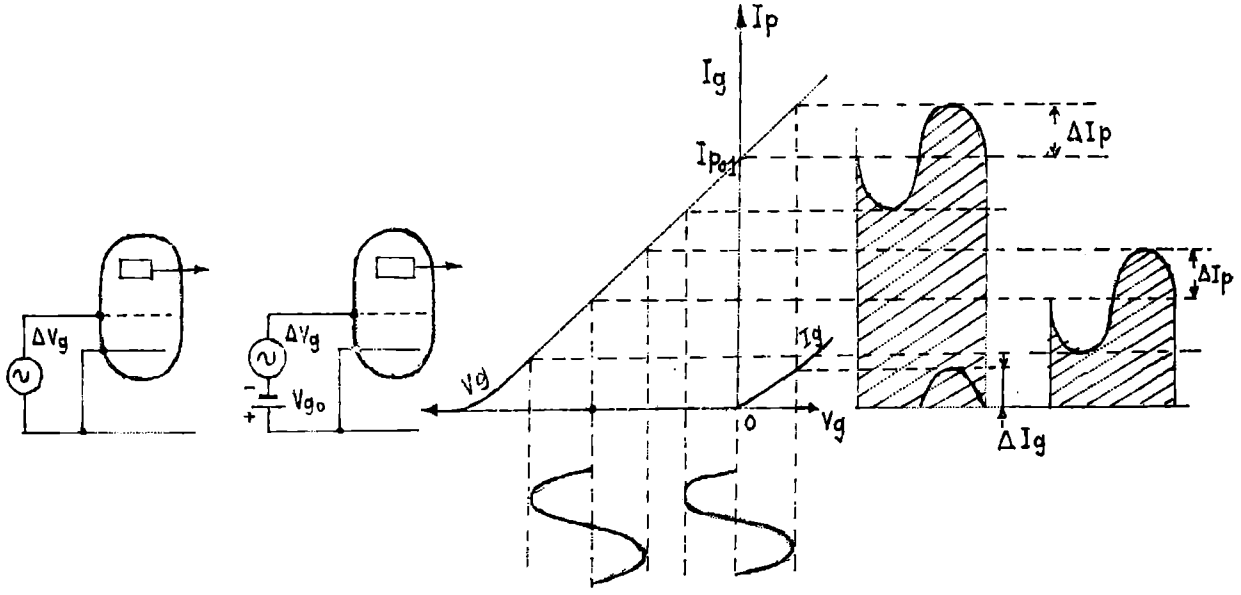


Fig. 320 Fig.321

Intercalons une source continue de tension V_g dans le circuit grille de façon à la rendre négative par rapport à la cathode.

Pour une valeur convenable de V_{g_o}, la tension alternative toujours appliquée sur la partie linéaire de la caractéristique donne une variation ΔI_p inchangée autour du courant moyen $I_{p_{o2}}$, plus faible que $I_{p_{o1}}$. Cette utilisation du tube présente plusieurs avantages qui sont :

a) diminution du courant moyen de plaque, donc réduction de la consommation continue pour la même puissance modulée et augmentation du rendement.

b) suppression du courant grille,

c) meilleure utilisation de la zone linéaire de la caractéristique donnant la possibilité d'appliquer une tension alternative de plus grande amplitude.

2,122 Classes d'Amplification

Suivant la valeur de la tension de polarisation le tube peut fonctionner dans les classes A-B-C-AB.

1ère classe A.

En classe A le point de fonctionnement à vide est situé au milieu de la partie droite de la caractéristique dynamique en zone négative (fig. 322)

La reproduction est, en principe, exempte de distorsion harmonique, la classe A est donc utilisable en régime téléphonique.

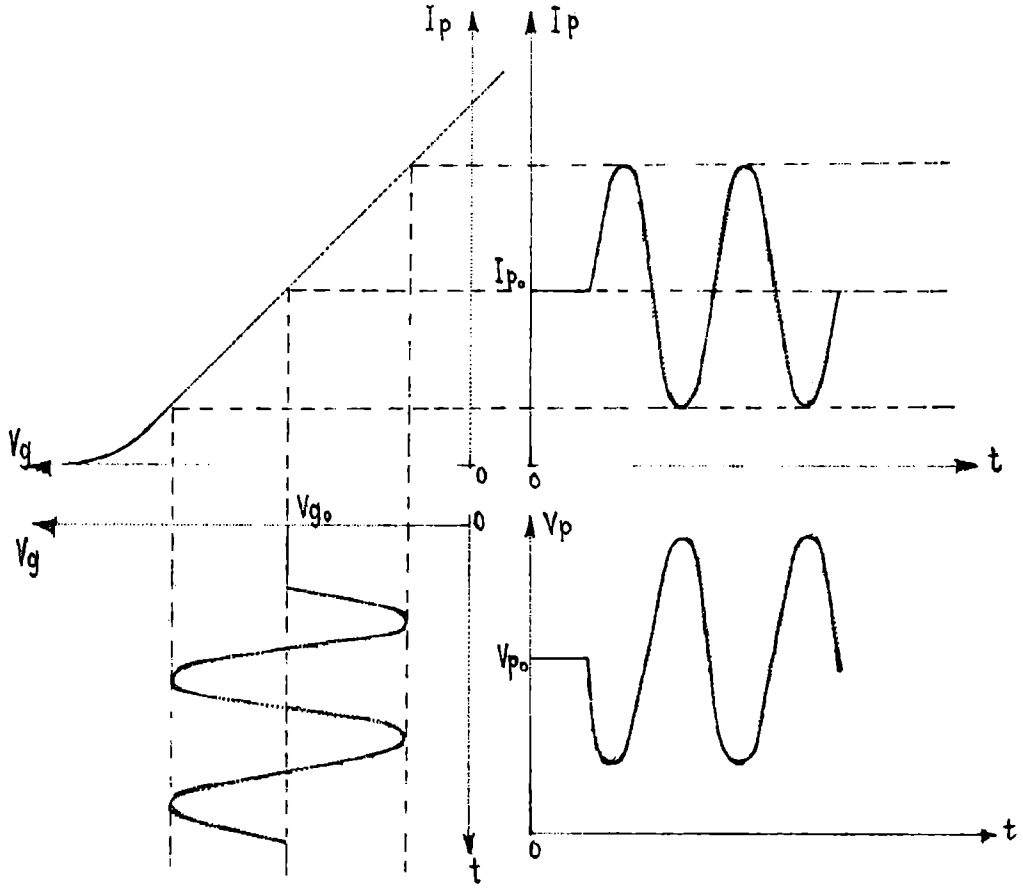


Fig. 322

2ème classe B.

En classe B le point de fonctionnement à vide est placé au coude inférieur de la caractéristique de plaque (fig.323).

Il y a redressement par suppression des alternances négatives. L'admission grille est augmentée et le courant moyen de plaque est la moyenne du courant redressé, il est donc nul en l'absence de modulation. Dans certains cas, pour augmenter la puissance, la modulation grille atteint la zone positive, il en résulte malheureusement une distorsion appréciable.

La classe B est utilisable en régime télégraphique ou par montage symétrique en régime téléphonique.

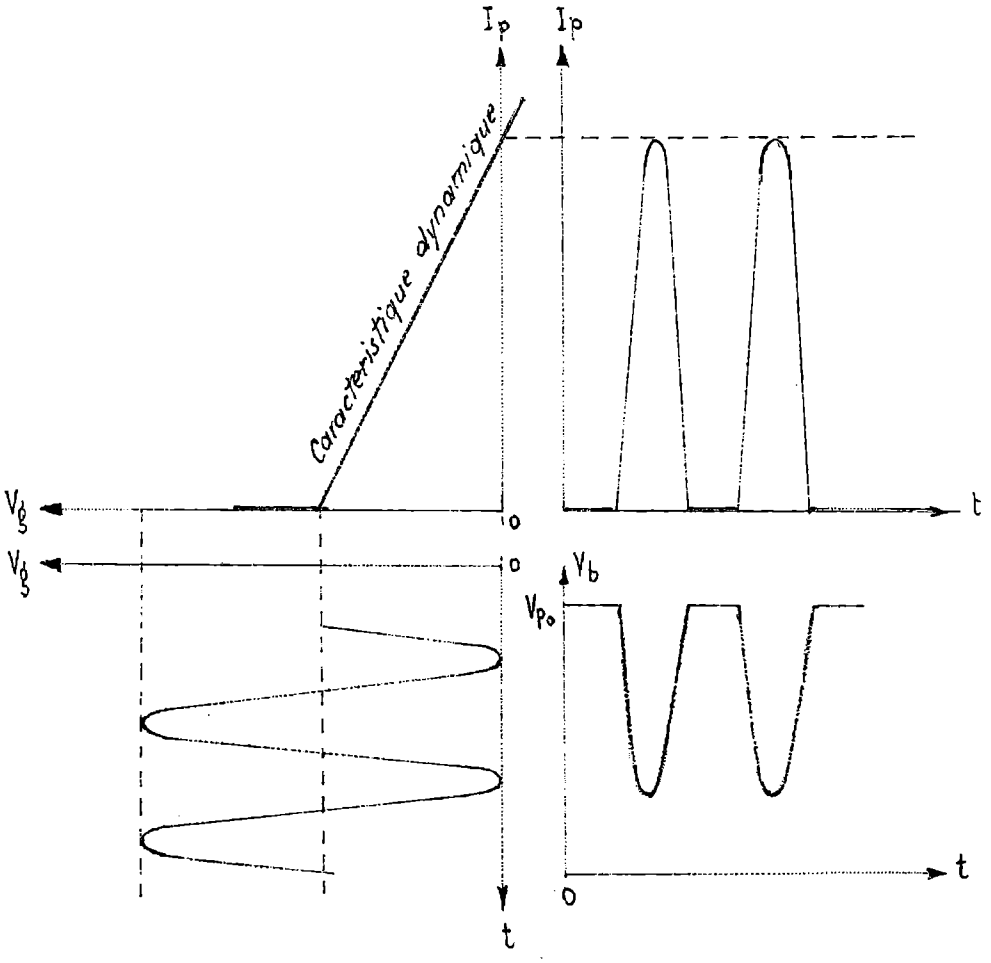


Fig. 323

3ème classe C.

En classe C la polarisation très négative place le point de repos à gauche du coude inférieur de la caractéristique de plaque (fig.324).

La tension de grille alternative de très grande amplitude fait fonctionner la lampe avec courant grille et peut atteindre la zone de saturation.

Le courant obtenu varie en impulsions brèves d'une forme presque rectangulaire, il en est de même des impulsions de tension plaque.

En raison de la grande distorsion introduite la classe C n'est utilisable qu'en régime télégraphique.

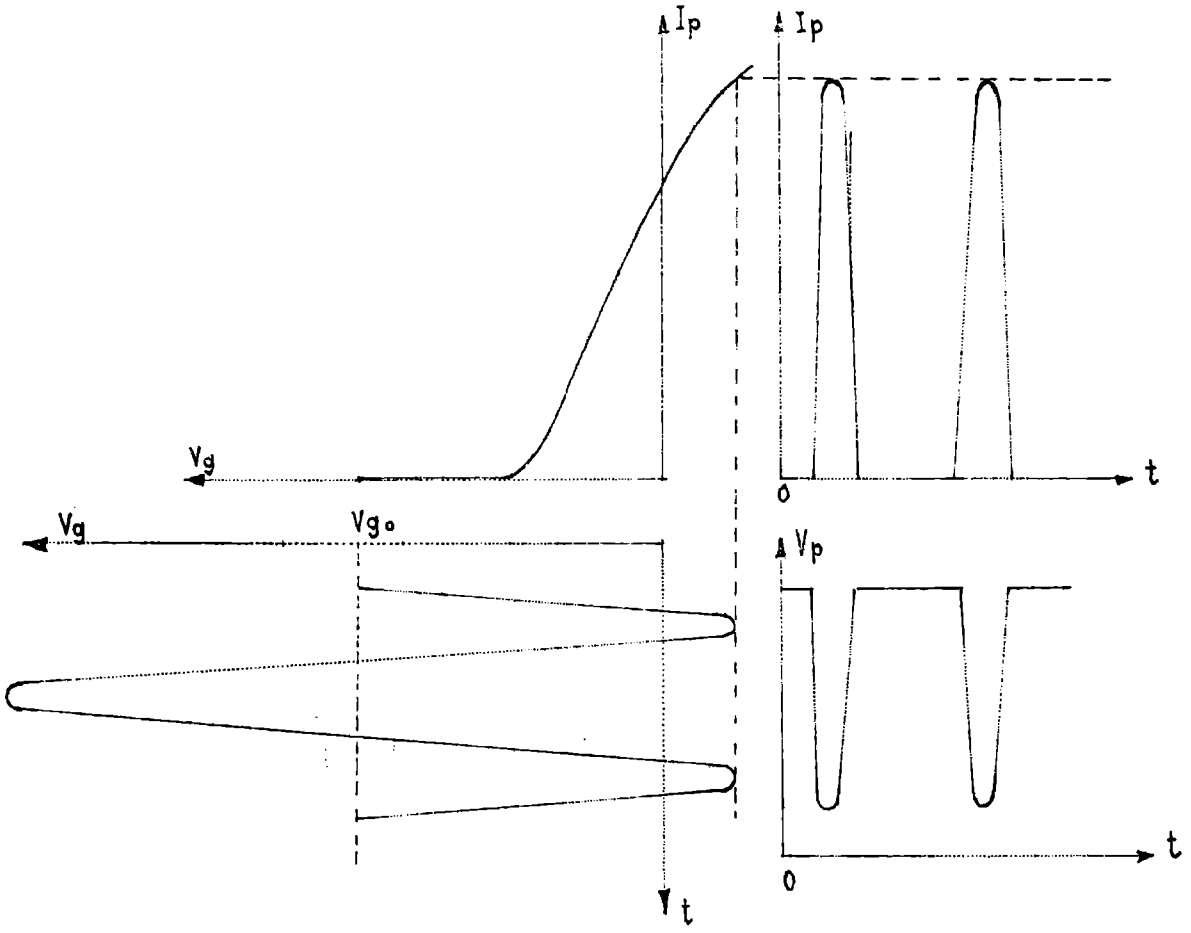


Fig. 324

4ème classe AB.

Dans cette classe la polarisation est intermédiaire entre la classe A et la classe B (fig.325).

Une partie seulement des alternances négatives est supprimée. Il en résulte une distorsion qui est supprimée par l'emploi d'un montage symétrique. La classe AB n'est utilisée en général, qu'en basse fréquence, c'est le mode de fonctionnement adopté pour la majorité des amplificateurs de moyenne puissance.

On distingue souvent la classe AB_1 fonctionnant sans courant grille et la classe AB_2 fonctionnant avec courant grille.

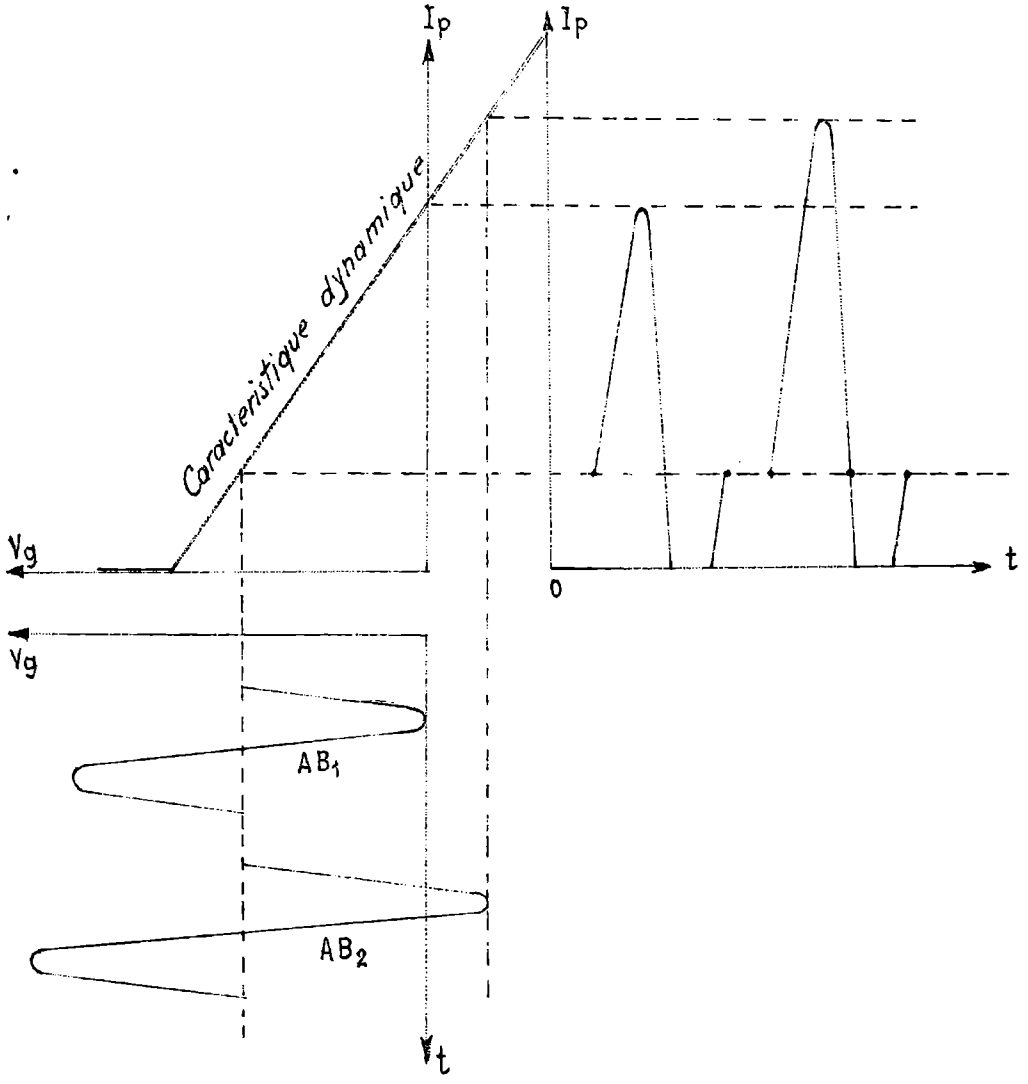


Fig. 325

2,123 Systèmes de Polarisation.

Les moyens, pour assurer la polarisation, sont différents suivant la classe de l'étage amplificateur.

Deux solutions sont utilisées:

1º- Polarisation automatique.

Une résistance placée dans le retour de cathode est traversée par la composante continue du courant plaque. Il se produit une chute de tension qui rend la grille négative par rapport à la cathode. Un calcul simple permet de trouver la valeur de R pour une

polarisation et une valeur de courant plaque donnée.

D'autre part, la composante alternative du courant plaque produit également dans R une chute de tension alternative qui agit en contre-réaction avec la tension ΔVg appliquée à l'entrée. En effet R est une résistance de charge de la lampe qui est placée après la cathode au lieu de l'être avant la plaque. Or, cette tension de sortie $R \Delta Ip$ est en opposition de phase avec la tension ΔVg, la tension réellement appliquée entre grille et cathode est donc :

$\Delta Vg - R \Delta Ip$ au lieu de ΔVg. Il en résulte une diminution importante du gain.

On remédie à cet inconvénient en découplant la résistance de polarisation par une capacité dont la réactance doit être comprise entre $\frac{R}{5}$ et $\frac{R}{10}$

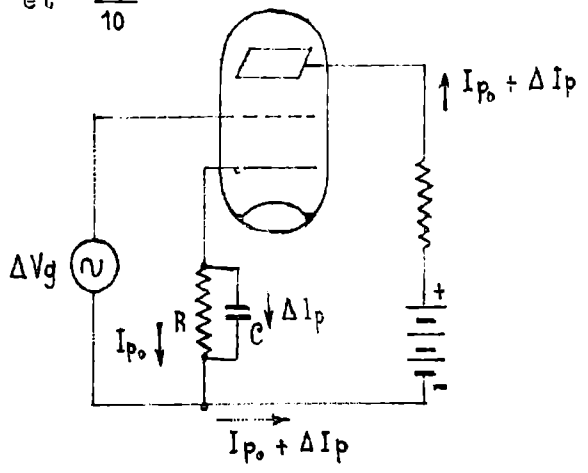


Fig. 326

La polarisation n'est pas modifiée, par contre la tension de contre-réaction est divisée par 5 ou 10; Dans les amplificateurs à fréquence variable la capacité doit être calculée pour la fréquence la plus faible.

Dans le cas des lampes à chauffage direct, le filament chauffant doit être alimenté par deux fils isolés de la masse.

La polarisation s'établit par rapport à un point milieu fictif réalisé à l'extérieur à l'aide d'un potentiomètre (fig.327).

La polarisation automatique est utilisable lorsque le courant moyen est indépendant de l'amplitude du signal d'entrée, c'est-à-dire en classe A.

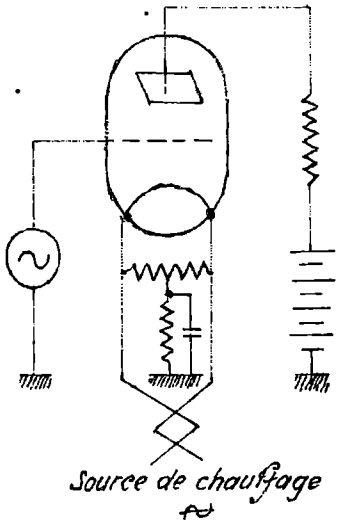


Fig. 327

Par contre en classe B le courant moyen

$$I_{p_0} = \frac{I_{max}}{\pi}$$

dépend du signal d'entrée et la polarisation varierait en fonction de celui-ci, il en résulterait une perte de puissance, il en est de même en classe C.

En classe AB le courant moyen varie beaucoup moins et la polarisation automatique est acceptable mais avec perte de puissance.

2º- Polarisation fixe.

En classe B et C on utilise un système de polarisation fixe.

La tension de polarisation est appliquée sur la grille par l'intermédiaire d'une bobine d'arrêt avec une capacité de découplage à proximité du circuit d'entrée du tube. Ceci afin d'éviter des couplages entre étages.

La tension de polarisation est obtenue par un circuit d'alimentation indépendant avec redresseur et capacité de filtrage.

Ce circuit de polarisation peut alimenter plusieurs étages.

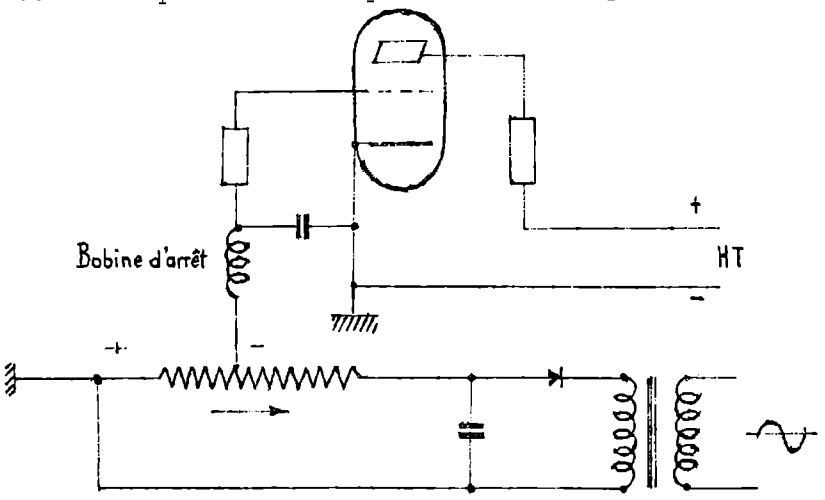


Fig. 328

On utilise également en classe A un système de polarisation fixe sur le retour du négatif haute tension (fig.329).

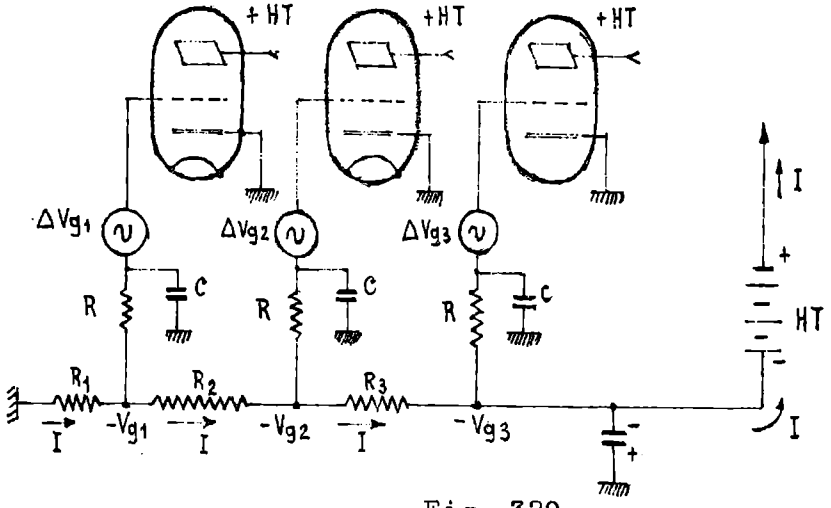


Fig. 329

2,13 Rendement

2,131 Représentation graphique

Le rendement d'un tube amplificateur se définit par:

$$\eta = \frac{\text{puissance alternative sur la plaque}}{\text{puissance absorbée}}$$

La puissance alternative sur la plaque est :

$$P = V_{eff} \quad I_{eff} \quad \cos\varphi$$

Si l'on suppose une charge résistante on a $\cos\varphi = 1$ et si les amplitudes de tension et de courant plaque sont ΔV_p et ΔI_p la puissance alternative est en sinusoïdal :

$$P = \frac{\Delta V_p \ \Delta I_p}{2}$$

Si V_{p_o} et I_{p_o} sont les valeurs moyennes de tension et de courant plaque, la puissance absorbée est :

$$P_o = V_{p_o} \quad I_{p_o}$$

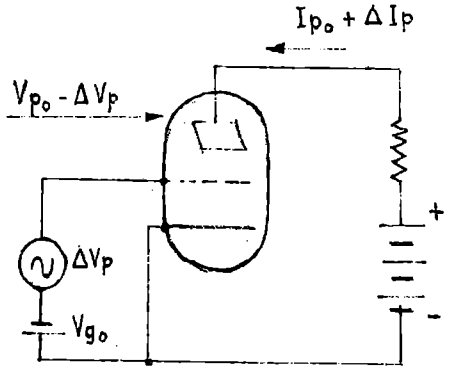


Fig. 330

Le rendement devient :

$$\eta = \frac{P}{P_o} = \frac{\Delta V_p \ \Delta I_p}{2 I_{p_o} \ V_{p_o}}$$

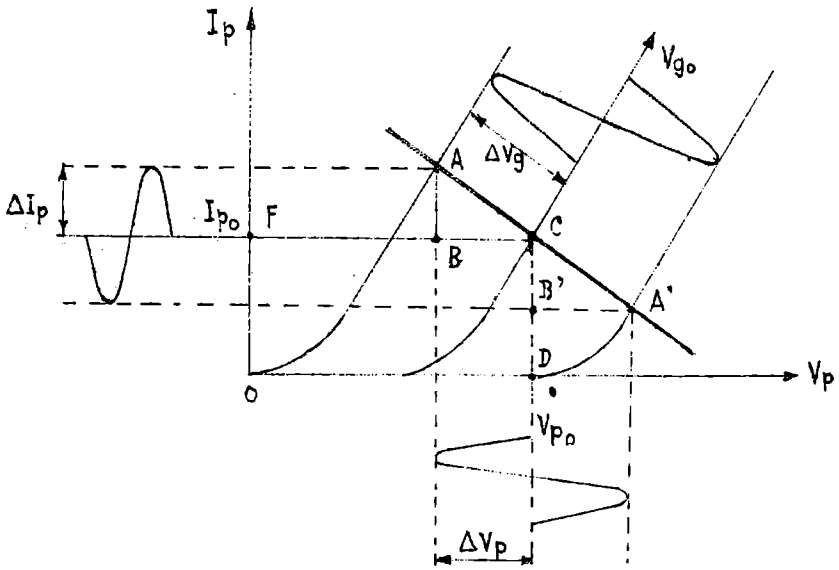


Fig. 331

Considérons la figure 331 correspondant à un tube triode de puissance en classe A. La puissance modulée est représentée par la surface du triangle ABC ($\frac{1}{2} \Delta I_p \ \Delta V_p$). La puissance absorbée est représentée par la surface du rectangle CDOF ($V_{p_o} \ I_{p_o}$). Le rapport des deux surfaces donne le rendement:

Remarque : En fonctionnement linéaire AC = CA' et la puissance modulée est donnée par le triangle ABC. Si par contre le point de fonctionnement atteint une zone de fonctionnement non linéaire AC > CA' et il faut prendre la moyenne des surfaces des triangles ABC et A'C'B'.

2,132 Facteur de forme - Facteur d'utilisation de tension.

Reprenons l'expression du rendement. Nous pouvons écrire:

$$\eta = \frac{\Delta I_p}{2 I_{p_o}} \times \frac{\Delta V_p}{V_{p_o}} = f \times \xi$$

$f = \frac{\Delta I_p}{2 I_{p_o}}$ est appelée facteur de forme

$\xi \frac{\Delta V_p}{V_{p_o}}$ est appelé facteur d'utilisation de tension.

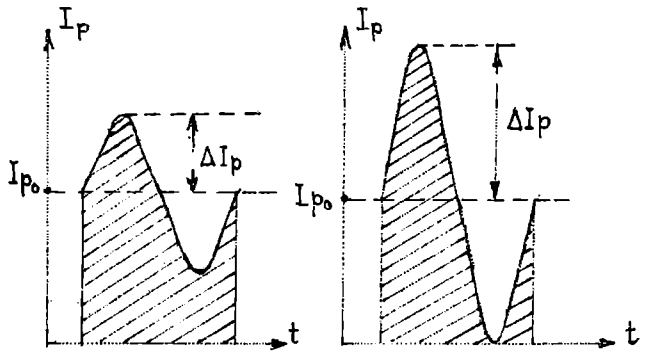
Le facteur de forme dépend de la classe d'amplification.

En classe A, on obtient à la limite théorique $\Delta I_p = I_{p_0}$ et le facteur de forme :

$$f = 0,5 \quad \text{(fig.332 b).}$$

Pratiquement (fig.332 a) en raison de la courbure inférieure de plaque on ne peut atteindre le cut-off réel et $f < 0,5$.

Le facteur de forme diminue avec l'amplitude de modulation lorsque I_{p_0} est constant.



(a) (b)

$0 < f < 0,5$ $f = 0,5$

Fig. 332

En classe B et C le courant plaque a la forme d'impulsions positives de durée égale à $\frac{T}{2}$ en classe B et inférieur à $\frac{T}{2}$ en classe C.

Le facteur de forme dépend de la durée des impulsions.

On utilise pour les calculs la notion d'angle d'annulation de courant, c'est l'angle θ_0 pour lequel le courant s'annule à partir de sa valeur maximum. Le cas limite est la classe B pour laquelle $\theta_0 = \pi/2$ en classe C $\theta_0 < \frac{\pi}{2}$ (fig.333).

Dans la décomposition en série de Fourier d'un courant

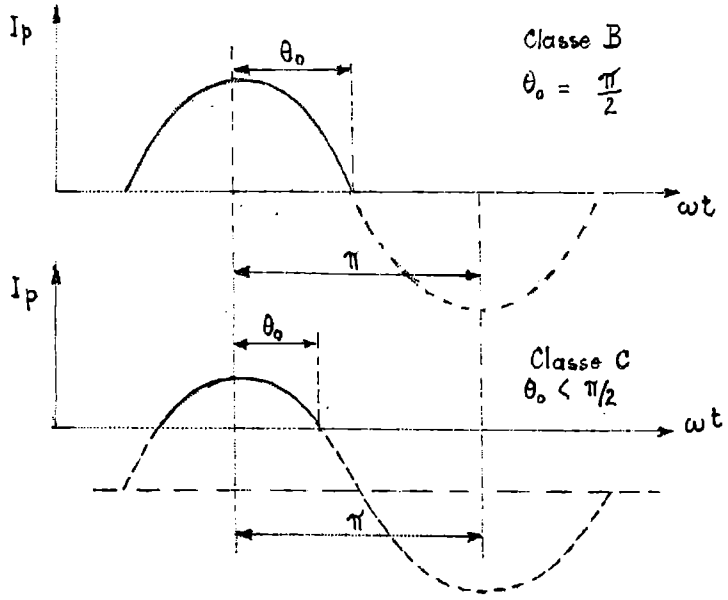


Fig. 333

ayant la forme d'un arc de sinusoïde, on obtient un terme moyen:

$$I_{p_0} = \frac{I_{p\,max}}{\pi} \times \frac{\sin\theta_0 - \theta_0 \cos\theta_0}{1 - \cos\theta_0}$$

et un terme fondamental

$$\Delta I_{p_1} = \frac{I_{p\,max}}{\pi} \times \frac{\theta_0 - \sin\theta_0 \cos\theta_0}{1 - \cos\theta_0}$$

Dans le cas où le terme fondamental est seul utilisé (charge par un circuit accordé) le facteur de forme devient :

$$f = \frac{\Delta I_{p_1}}{2 I_{p_0}} = \frac{1}{2} \quad \frac{\theta_0 - \sin\theta_0 \cos\theta_0}{\sin\theta_0 - \theta_0 \cos\theta_0}$$

Si la durée d'une impulsion est Δt elle correspond à un angle $\theta = \omega \Delta t$ et l'angle d'annulation θ_0 est donné par :

$$\theta_0 = \frac{\theta}{2}$$

En classe B, avec $\theta_0 = \frac{\pi}{2}$ on obtient :

$$I_{p_0} = \frac{I\,max}{\pi}$$

$$\Delta I_p = \frac{I_{p\,max}}{2}$$

et $f = \frac{\pi}{4} = 0,78$

En classe C lorsque θ_0 tend vers 0, le facteur de forme tend vers 1.

Ainsi $0,78 < f < 1$ ce qui montre l'intérêt de la classe C pour les grandes puissances HF.

Le facteur d'utilisation de tension varie avec la charge, le tube amplificateur et son mode d'utilisation. Déterminons sa valeur maximum théorique dans le cas d'une triode classe A.
(les caractéristiques sont supposées linéaires et la tension de contrôle est égale à l'admission maximum de grille).

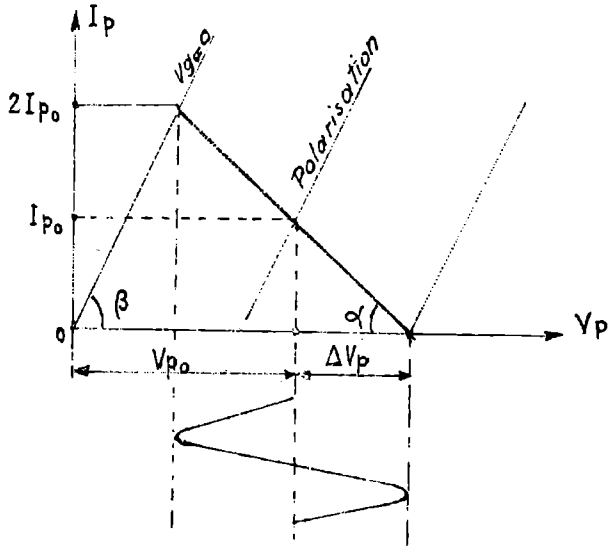


Fig. 334

Le facteur d'utilisation de tension est :

$$\xi = \frac{\Delta V_p}{V_{p0}}$$

On peut écrire : $\operatorname{tg} \beta = \frac{2\, I_{p0}}{V_{p0} - \Delta V_p} = \frac{1}{\rho}$

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{I_{p0}}{\Delta V_p} = \frac{1}{R}$$

Egalons les valeurs I_{p_0} tirées des deux relations :

$$\frac{(V_{p_0} - \Delta V_p)}{2\rho} = \frac{\Delta V_p}{R}$$

en effectuant : $R\,V_{p_0} = 2\rho\,\Delta V_p + R\,\Delta V_p$

$$R\,V_{p_0} = \Delta V_p\,(2\rho + R)$$

d'où l'on tire :

$$\xi = \frac{\Delta V_p}{V_{p_0}} = \frac{R}{2\rho + R}$$

soit en définitive : $\xi = \dfrac{1}{1 + \dfrac{2\rho}{R}}$

ξ tend vers 1 lorsque R/ρ tend vers l'infini. La puissance tend alors vers zéro, pratiquement le tube n'est utilisable que pour :

$1 < \dfrac{R}{\rho} < 4$ (voir amplificateur de puissance BF)

ce qui donne en valeur limite théorique $0{,}33 < \xi < 0{,}66$

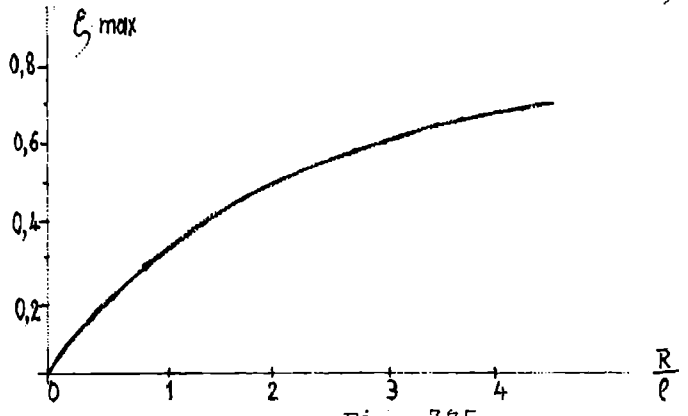


Fig. 335

Dans le cas d'une pentode en classe A la forme des courbes caractéristiques est beaucoup plus favorables et ΔV_p est à la limite peu différent de V_{p_0}. Le facteur ξ peut atteindre 0,8 à 0,9.

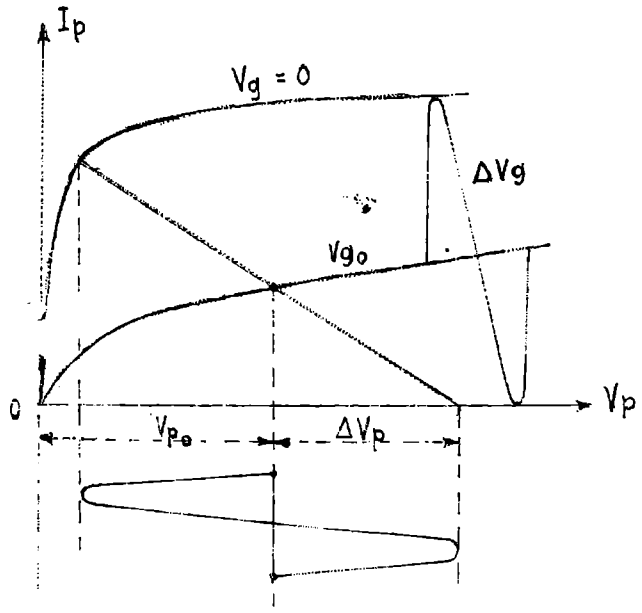


Fig. 336

En classe B et C avec courant grille les pointes négatives de tension plaque peuvent atteindre des valeurs très faibles comme dans le cas précédent. Elles ne peuvent cependant descendre en-dessous d"une certaine valeur appelée tension déchet V_d car les pointes négatives de tension plaque se produisent lors des pointes positives de tension grille et pour une tension plaque insuffisante, il pourrait y avoir une consommation grille exagérée.

En partant de la tension déchet le facteur d'utilisation de tension devient

$$\xi = \frac{\Delta V_p}{V_{p_o}} = \frac{V_{p_o} - V_d}{V_{p_o}}$$

$$\xi = 1 - \frac{V_d}{V_{p_o}}$$

La tension déchet est de l'ordre de 10 à 20% de la ten-

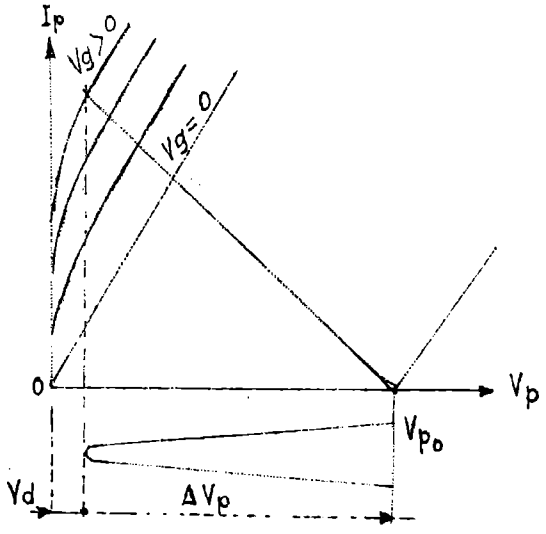


Fig. 387

sion V_{p_0} donc ξ est de l'ordre de 0,9 à 0,8.

En résumé le rendement peut atteindre :

η = 0,15 à 0,30 pour une triode en classe A

η = 0,4 à 0,45 pour une pentode en classe A

η = 0,65 à 0,70 en classe B avec courant grille

η = 0,7 à 0,8 en classe C avec courant grille.

2,14 Distorsions et Bruit de fond

Les amplificateurs introduisent diverses distorsions dues soit aux tubes, soit aux circuits. L'étude de celles-ci est particulièrement importante dans les cas d'amplificateurs BF et vidéo-fréquence. Une autre influence parasite produite par les amplificateurs est le bruit de fond.

2,141 Distorsions dues aux tubes

La non linéarité des caractéristiques de tubes ainsi que le passage d'un courant grille introduisent des distorsions harmoniques appelées également distorsions non linéaires.

Une tension de contrôle sinusoïdale développe un courant plaque comportant une composante fondamentale ΔI_{p_1} et des termes harmoniques $\Delta I_{p_2}, \Delta I_{p_3}$ -- etc...

On définit le taux de distorsion harmonique par :

$$K\,\% = 100\,\frac{\sqrt{\Delta I_{p_2}^2 + \Delta I_{p_3}^2 + \Delta I_{p_4}^2 + \cdots}}{\Delta I_{p_1}}$$

Les valeurs habituelles qui sont très faibles dans le cas d'amplificateurs de tension (quelques o/oo) peuvent atteindre 5 à 10 % dans les amplificateurs de puissance. Les termes harmoniques principaux sont les termes harmoniques 2 et 3.

Examinons comment ceux-ci apparaissent :

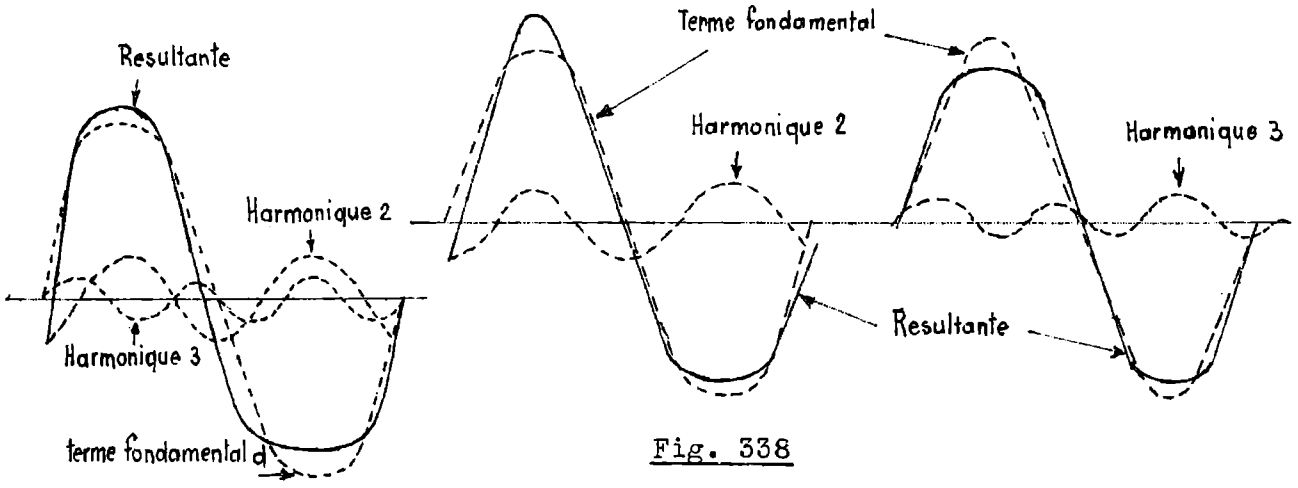


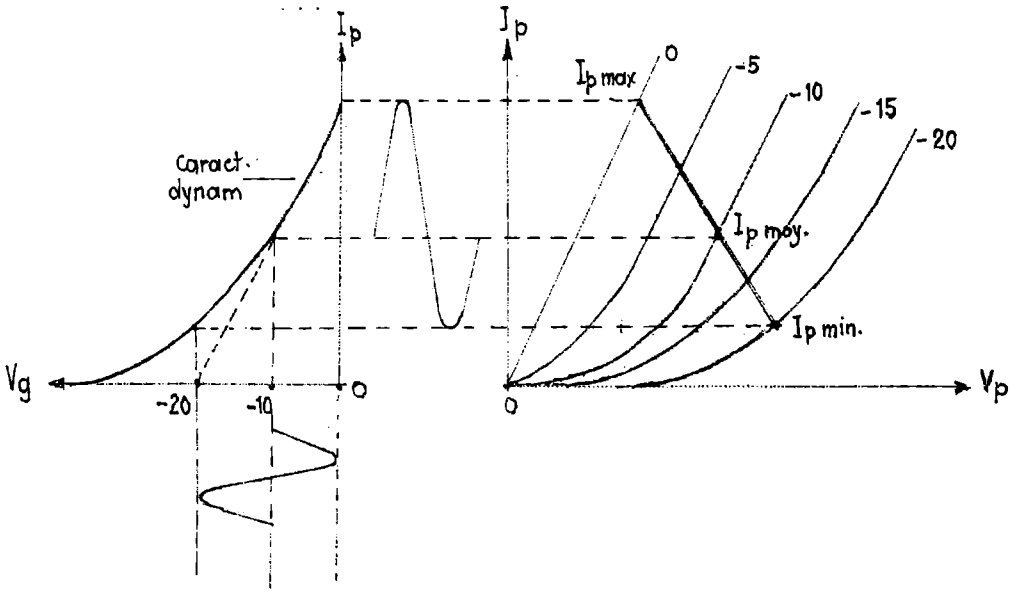
Fig. 338

La figure montre que l'adjonction d'un terme harmonique 2 peut donner une courbe résultante dissymétrique. Par contre l'adjonction d'un terme harmonique 3 donne une courbe résultante symétrique mais écrêtée. L'addition de deux termes harmoniques 2 et 3 donne une courbe dissymétrique écrêtée.

Cas des tubes triodes.

La caractéristique de plaque des triodes présente une courbure inférieure. La courbe de I_p présente une dissymétrie

qui correspond à l'apparition d'un terme harmonique 2.



Connaissant les valeurs instantanées I_p max, I_p min. et I_p moy. on peut calculer, si le tube fonctionne sans courant grille:

- la composante continue $I_{p_0} = \dfrac{I\ max + I\ min. + 2\ I\ moy.}{4}$

- le terme harmonique $2\,\Delta I_{p_2} = \dfrac{I\ max + I\ min. - 2\ I\ moy.}{4}$

- le taux de distorsion $K\,\% = 100\,\dfrac{I\ max + I\ min. - 2\ I\ moy.}{2\,(I\ max - I\ min.)}$

Remarque : Si la résistance de charge diminue, la droite de charge se redresse et la distorsion augmente.

Cas des tubes pentodes ou tétrodes

La caractéristique de plaque des pentodes présente une courbure inférieure comme pour les triodes et une courbure supérieure plus faible située un peu avant $V_g = 0$.

Il en résulte une dissymétrie et un écrêtage des deux sommets ce qui correspond à l'apparition d'harmoniques 2 et 3.

La prédermination du taux de distorsion est assez délicate et en pratique les méthodes données par les formulaires sont difficilement utilisables.

La position optima de la droite de charge est assez critique il en est de même du point de fonctionnement à vide:

- s'il y a symétrie sur la droite de charge de chaque côté du point de repos, le terme harmonique 3 est le plus important.

- en augmentant la polarisation grille on peut éliminer l'effet de courbure supérieure de la zone de fonctionnement et il y a prédominance du terme harmonique 2, ce qui est plus favorable avec les montages symétriques comme nous le montrerons plus loin.

Influence du courant grille.

Lorsque la tension de grille atteint des valeurs positives, le courant grille qui en résulte crée une chute de tension Zg Ig dans l'impédance du circuit de grille.

Cette tension se retranche de la tension appliquée et déforme la tension réelle de commande.

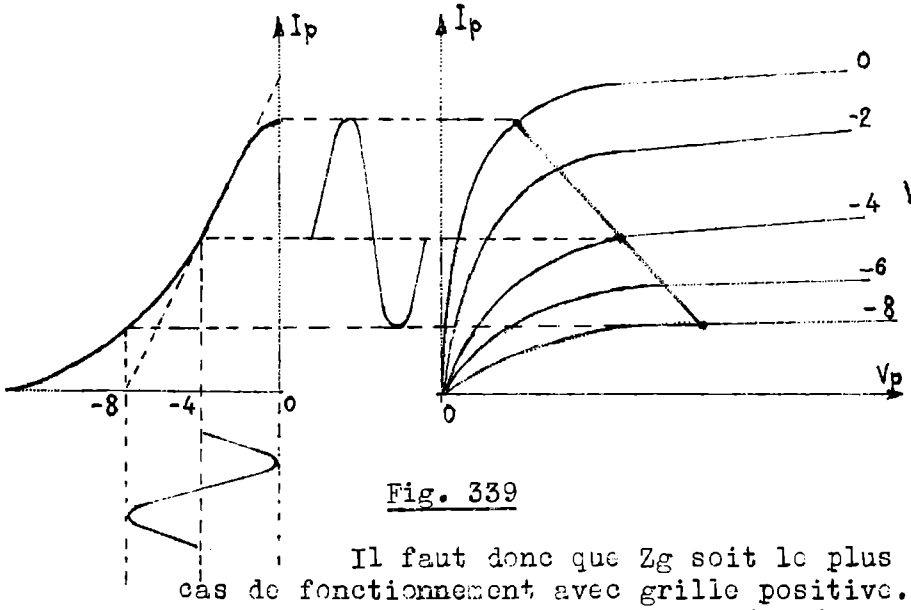


Fig. 339

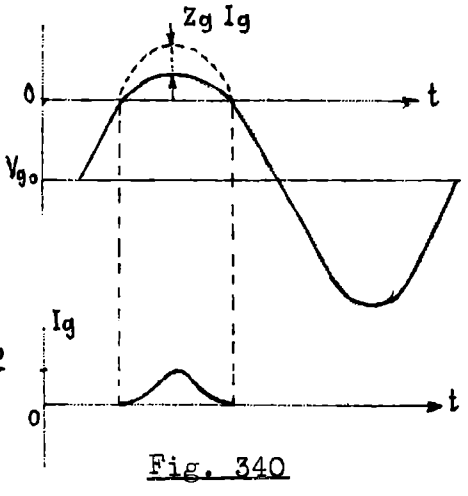


Fig. 340

Il faut donc que Zg soit le plus faible possible dans le cas de fonctionnement avec grille positive. Lorsque le circuit grille comporte une résistance de fuite élevée, la tension d'entrée est écrêtée au niveau du potentiel nul.

Intermodulation

La courbure des caractéristiques peut produire une distorsion par intermodulation entre deux composantes de fréquence

différentes (par exemple 100 Hz et 1000 Hz) lesquelles appliquées séparément ne sont pas affectées de distorsion harmonique.

La figure 341 montre qu'il peut se produire une modulation d'amplitude à la fréquence basse de la composante de fréquence élevée.

Si la pointe positive de la tension composée atteint la zone du courant grille ou la courbure supérieure d'une pentode il y a une modulation au double de la fréquence basse.

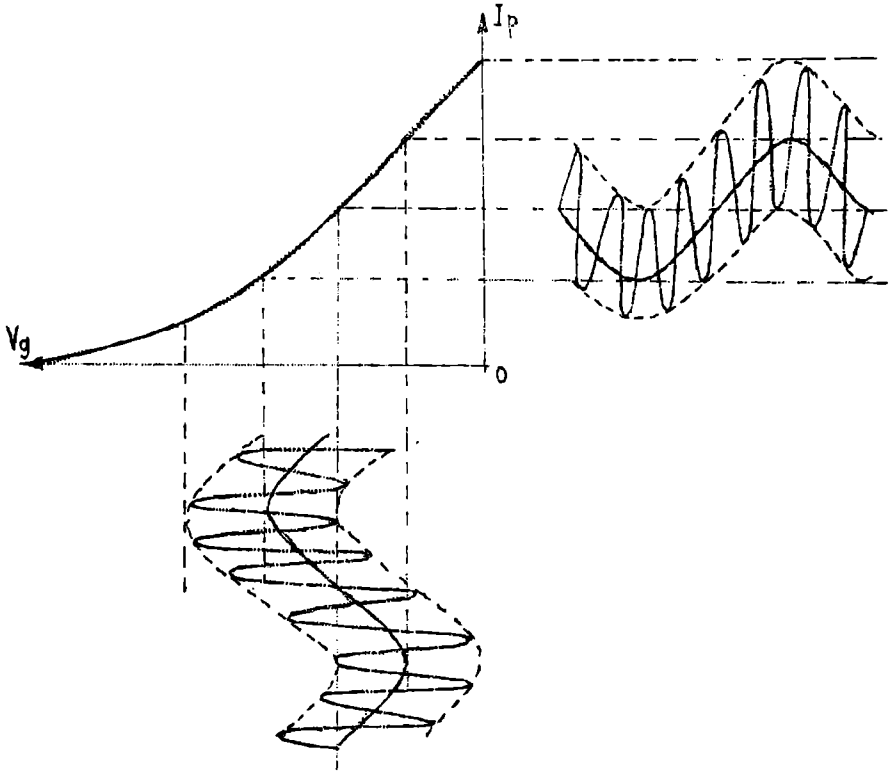


Fig. 341

2,142 Distorsions dues aux circuits

Les circuits de liaisons introduisent des distorsions de fréquence et des distorsions de phase. Les transformateurs basse fréquence peuvent introduire des distorsions harmoniques en raison de leur non linéarité.

La distorsion de fréquence appelée également distorsion linéaire exprime la variation du gain en fonction de la fréquence.

Pour définir la distorsion de fréquence on prend souvent le rapport:

$$M = \frac{\text{gain maximum}}{\text{gain à une fréquence déterminée f}}$$

Le taux peut être évalué en décibels en prenant 20 fois la log. du rapport.

Le gain maximum est quelquefois remplacé en BF par le gain à 1000 Hz ce qui permet de définir des limites de distorsion par exemple ± 2 db, c'est à dire que 0 db étant pris à 1000 Hz les variations du gain ne doivent pas excéder ± 2 db dans la bande normale de l'amplificateur (fig.342).

Il faut remarquer que certains amplificateurs doivent avoir une courbe particulière destinée à corriger une distorsion de fréquence propre à la source de contrôle (amplificateurs de cinéma sonore, amplificateurs de magnétophone, etc...)

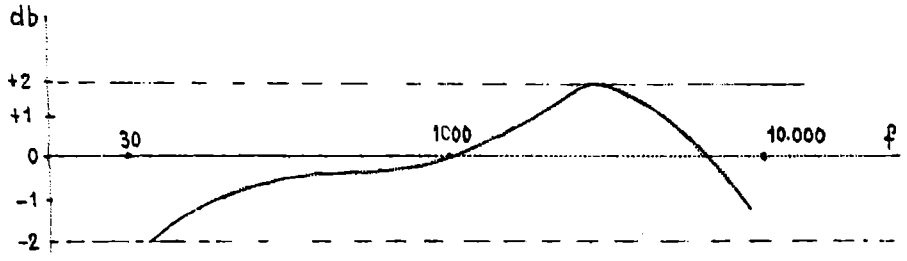


Fig. 342

L'irrégularité de la courbe de réponse n'est plus alors une distorsion.

La distorsion de phase exprime les variations de déphasage produites par l'amplificateur en fonction de la fréquence. La distorsion de phase est due aux éléments réactifs des circuits de liaison, les tubes ne faisant qu'inverser la phase quelque soit la fréquence. La fig. 343 montre la déformation d'un signal du fait d'un déphasage différent pour ses 2 composantes.

Cette distorsion se manifeste particulièrement en télévision.

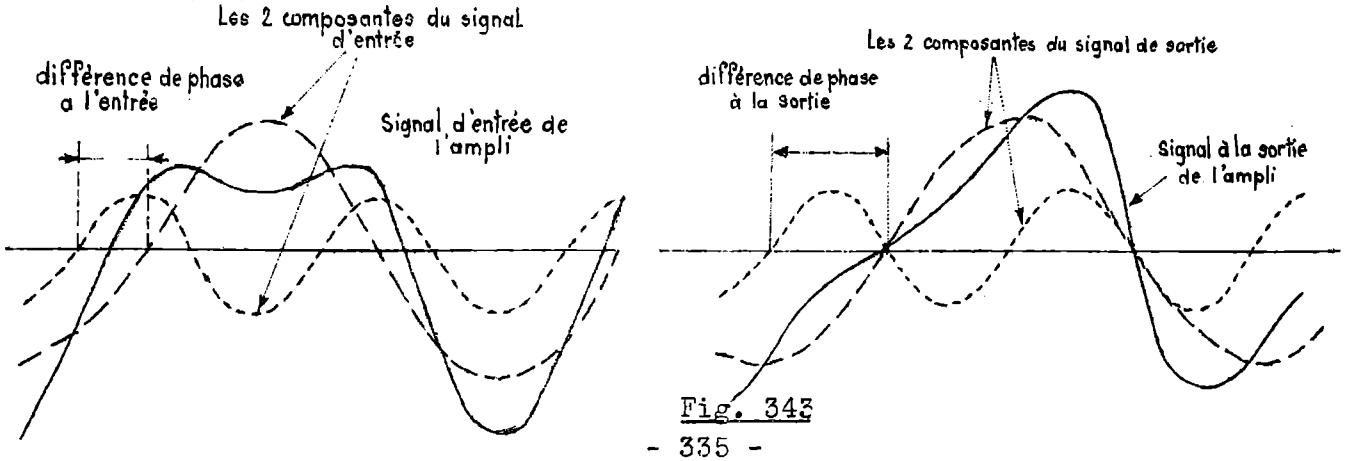


Fig. 343

2,143 Bruit de fond.

L'augmentation du gain d'un amplificateur est limitée par l'existence d'un bruit de fond dont l'importance augmente avec l'amplification. Le bruit de fond est dû aux circuits et aux tubes électroniques.

2,143.1 Bruit de fond produit par les circuits.

Dans un circuit l'agitation électronique d'origine thermique donne lieu à des chocs se traduisant par de petites variations de courant. Il en résulte une modulation très complexe comportant des composantes de fréquences très différentes.

La tension résultante de bruit de fond est donnée par:

$$E_{eff} = \sqrt{4KT\int_{f_1}^{f_2} R\,df}$$

K étant la constante de Boltzmann ($1,37 \times 10^{-23}$ joule/degré K).

T la température absolue,

f_1 et f_2 les fréquences limites de la plage de fréquence.

R la résistance du circuit.

Lorsque R est constante dans la bande de fréquence $\Delta f = f_2 - f_1$ la tension devient:

$$E_{ff} = \sqrt{4KTR\Delta f}$$

La tension est proportionnelle à $\sqrt{\Delta f}$ ainsi les amplificateurs à large bande passante sont particulièrement sensibles au bruit de fond.

Dans le cas d'une température moyenne de 20º, c'est à dire 293º absolu

$\sqrt{4KT} = 1.27 \quad 10^{-10}$ et la tension de bruit de fond peut se calculer par:

$$E_{eff} = 1,27 \quad 10^{-10} \sqrt{R\Delta f}$$

avec Δf en hertz et R en ohms
ainsi une résistance de $10^6\ \Omega$ avec une bande de fréquence de 5000 Hz produit un bruit de fond de $9\ \mu V$

Remarques: 1) La formule précédente est valable pour toutes les résistances (par exemple résistance équivalente d'un circuit bouchon - résistance de rayonnement).

2) Les résistances carbone peuvent produire un bruit de fond supérieur à celui calculé lorsqu'elles sont traversées par un courant. Ce bruit de fond supplémentaire, dû aux variations de résistance de contact entre les grains de carbone, est proportionnel à l'intensité du courant.

2,143.2 Bruit de fond produit par les tubes électroniques.

Le bruit de fond produit par une triode est dû à une variation d'émission électronique de la cathode (effet Schrot). La tension de bruit de fond est évaluée par une résistance de souffle équivalente

La résistance de souffle d'une triode est pour une température de cathode de 1000° et une température ambiante de 300° absolu.

$$R = \frac{3}{S}$$

Des traces de gaz peuvent produire un bruit de fond supplémentaire par la circulation d'un courant d'ions positifs dans la grille, la résistance de souffle peut être calculée par:

$$R = 19,3 \; Ig \; Zg^2 \text{ ohms}$$

Ig étant le courant grille en ampère,
Zg l'impédance extérieure entre grille et cathode.

Les tubes comportant des grilles positives écran (tétrode, pentode, hexode) produisent un bruit de fond plus élevé en raison des variations de répartition de courant entre plaque et grilles positives. Les tubes mélangeurs produisent un souffle plus élevé que les tubes amplificateurs.

Le tableau ci-après donne quelques valeurs de résistances de souffle à titre d'exemple:

triodes		pentodes		mélangeurs	
6J5	1250 Ω	EF41	6500 Ω	ECH42	75000 Ω
6J4	220 Ω	EF80	1000 Ω	VCH42 (vp = 100 v)	60000 Ω

Remarque: Pour déterminer la tension de souffle à l'entrée d'un amplificateur on ne tient compte en général que du tube et du circuit d'entrée. Les résistances de souffle du circuit et du tube sont en série et s'ajoutent.

La résistance totale permet de calculer la tension de souffle.

2,143.3 Bruits parasites divers.

On distingue:

- l'induction parasite due au rayonnement d'un transformateur d'alimentation sur un transformateur d'entrée basse fréquence. On y remédie par un blindage sérieux et surtout par une orientation convenable des transformateurs.

- les ronflements à 100 Hz dus à un mauvais filtrage de l'alimentation

- l'effet microphonique donnant lieu à un accrochage du fait de l'entretien de vibration d'un élément de circuit (souvent d'un condensateur variable) ou des électrodes d'un tube électronique.

2,15 Impédance d'entrée

2,151 Cas d'un tube triode: Celui-ci présente trois capacités interélectrodes :

Ccg - Cgp et Cep.

La capacité Cgp a un rôle particulièrement néfaste dans un amplificateur, car elle permet au circuit de sortie de réagir sur le circuit d'entrée.

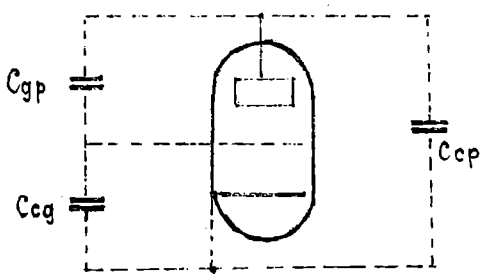


Fig. 344

Cette réaction appelée "effet Miller" se traduit dans tous les cas par une augmentation de la capacité d'entrée ce qui fait intervenir la notion de capacité dynamique.

Dans certains cas particuliers, la réaction d'anode se faisant avec une phase convenable, peut produire un régime d'oscillations autoentretenues.

Supposons une charge par résistance pure (fig.345).

La grille est polarisée négativement afin qu'il n'y ait pas de circulation d'électrons par grille positive.

Une tension grille ΔV_g produit une tension plaque

$$\Delta Vp = - G \Delta Vg$$

$$\text{avec } G = \frac{K}{1 + \frac{P}{R}}$$

Un courant dans le circuit grille est dû au débit de ΔVg dans Ccg et au débit de la différence $\Delta Vg - \Delta Vp$ dans Cgp.

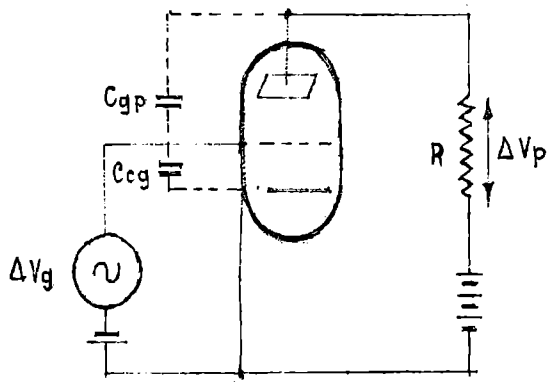


Fig. 345

Nous pouvons négliger l'influence de Ccp.

On peut écrire :

$$\Delta Ig = j\omega \left[\Delta Vg\ Ccg + \left(\Delta Vg - \Delta Vp\right) Cgp\right]$$

soit $$\Delta Ig = j\omega \left[\Delta Vg\ Ccg + \left(\Delta Vg + G\Delta Vg\right) Cgp\right]$$

enfin $$\Delta Ig = j\omega\ \Delta Vg \left[Ccg + \left(G+1\right) Cgp\right]$$

Ainsi le circuit d'entrée présente une capacité dynamique de valeur

$$Ccg + (G + 1)\ Cgp$$

Pour juger de l'importance de la réaction d'anode dans une triode prenons le cas d'une 6C5 chargéepar une résistance de 10.000 ohms.

Les capacités interélectrodes sont:

$$C\ cg = 4\ pf$$
$$C\ ag = 1{,}8\ pf$$
$$Gain = \frac{20}{1 + \frac{10}{10}} = 10$$

donc capacité dynamique = 4 + (10 + 1) 1,8 = 23,8 pf

Le gain de l'étage majore notablement la capacité d'entrée ce qui est très gênant pour un amplificateur, mais en faisant varier le gain de la lampe on obtient une capacité variable. Ce principe est utilisé pour produire une modulation de fréquence.

Supposons maintenant une <u>charge réactive</u>.

Prenons la formule générale du gain

$$G = \frac{K}{1 + \frac{\rho}{jx}} = \frac{jKX}{jX + \rho}$$

Nous avons en multipliant N et D par la quantité conjuguée du D.

$$G = \frac{jKX(\rho - jX)}{\rho^2 + X^2}$$

$$G = \frac{KX^2}{\rho^2 + X^2} + j\,\frac{K\rho X}{\rho^2 + X^2}$$

Le courant dans le circuit grille devient :

$$\Delta Ig = j\omega\,\Delta Vg\left[Ccg + \left(1 + \frac{KX^2}{\rho^2 + X^2} + j\,\frac{K\rho X}{\rho^2 + X^2}\right) Cgp\right]$$

soit $$\Delta Ig = j\omega\,\Delta Vg\left[Ccg + \left(Ccg + \left(\frac{KX^2}{\rho^2 + X^2} + 1\right) Cgp\right] - \Delta Vg\,\frac{K\rho X\omega}{\rho^2 + x^2}\,Cgp$$

Le courant comporte donc une composante dewattée et une composante wattée.

L'impédance d'entrée se compose ainsi de deux éléments en parallèle :

une capacité dynamique

$$C' = Ccg + \left(\frac{K X^2}{\rho^2 + X^2} + 1 \right) Cgp$$

et une résistance

$$R' = - \frac{\rho^2 + X^2}{k \rho X \omega Cgp}$$

Dans le cas d'une réactance positive, la résistance est négative. Inversement dans le cas d'une réactance négative la résistance est positive.

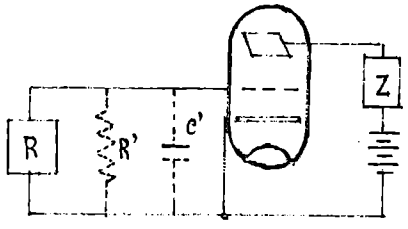


Fig. 346

Si le circuit d'entrée présente une résistance R, la résistance totale dans la grille est :

$$R \text{ totale} = \frac{R R'}{R + R'} = \frac{R}{1 + \frac{R}{R'}}$$

Lorsque R' est très grand devant R, $\frac{R}{R'}$ est négligeable devant 1 et

R totale $\neq$ R.
par contre si R' est petit devant R, 1 est négligeable devant $\frac{R}{R'}$

R totale $\neq$ R' et si la charge est inductive, la résistance totale d'amortissement du circuit grille est négative et la lampe entre en régime autoentretenu.

Pour supprimer l'amorçage d'oscillations il faut réduire la valeur de la résistance R du circuit, ce qui entraine une diminution du gain.

On démontre que la valeur limite de R est donnée par

$$R < \frac{2}{K} \sqrt{\frac{La}{Cgp}}$$

La plaque étant chargée par une self La.

Remarque - Lorsque la grille passe aux valeurs positives le débit grille fait apparaitre une résistance équivalente qui réduit la résistance totale.

2,152 Cas d'un tube tetrode ou pentode

La capacité d'entrée est alors:

$$C = Ccg + Cge + (G + 1) Cgp$$

Cge étant la capacité entre grille de commande et écran.

Dans ce cas la réaction d'anode est très faible en raison de la présence de l'écran (la capacité Cgp est de l'ordre de 0.005 pF pour une pentode 6J7 au lieu de 2 pf pour une triode 6F5).

2,153 Impédance d'entrée aux très hautes fréquences.

Aux très hautes fréquences deux facteurs supplémentaires interviennent pour réduire l'impédance d'entrée dans des proportions telles que les causes précédentes deviennent négligeables. Ce sont:

- le temps de transit des électrons dans le tube,
- le coefficient de self des connexions internes de cathode. Le temps de transit des électrons entre cathode et grille produit un retard de phase qui réduit le déphasage de $\frac{\pi}{2}$ en avant dû à la capacité d'entrée. Il en résulte une composante du courant grille en phase avec la tension que l'on peut attribuer à une résistance de valeur:

$$R_1 = \frac{1}{K S f^2 \theta^2}$$

K est une constante qui dépend des tensions grille et plaque et du rapport des temps de transit entre cathode-grille et grille-plaque.

S est la pente du tube,
f la fréquence
le temps de transit entre cathode et grille.

L'inductance de la connexion interne de cathode Lc (et de la cosse du support) est traversée par le courant plaque.

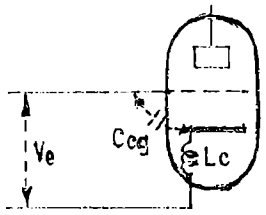


Fig. 347

La tension aux bornes de Lc est en quadrature avec la tension Ve appliquée. La grille est soumise effectivement à une tension déphasée par rapport à Ve, il en résulte un courant grille admettant une composante en quadrature avec Ve (effet, capacitif normal) et une composante en phase que l'on peut encore attribuer à une résistance de valeur :

$$R_2 = \frac{1}{S L_c C_{cg} \omega^2}$$

Les deux résistances inversement proportionnelles au carré de la fréquence peuvent devenir très faibles en VHF ainsi pour un tube EF50 on mesure

500.000 Ω à 10 MHZ
20.000 Ω à 50 MHz
1.000 Ω à 250 MHz

2,16 Réaction

2,161 Caractéristiques générales

Si on réinjecte à l'entrée d'un étage amplificateur (ou d'un groupe d'étages) une fraction de la tension de sortie on produit de la réaction.

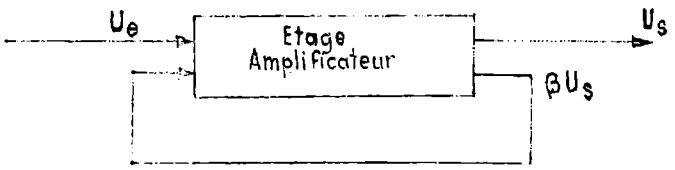


Fig. 348

Si βU_s est en phase avec latension d'entrée, la réaction est positive.

Si βU_s est en opposition de phase, la réaction est négative (contre-réaction).

β est le taux de réaction pouvant être évalué en %. La tension βU_s peut être fonction du courant débité ou de la tension de sortie.

2,161.1 Gain avec réaction.

Considérons tout d'abord le cas de la contre réaction. La tension appliquée à la grille est $U_e - \beta U_s$

Si G est le gain réel de l'étage la tension de sortie est:

$$U_s = G\ (U_e - \beta U_s)$$

$$U_s\ (1+G\beta) = G\ U_e$$

On peut déterminer le gain apparent de l'étage par :

$$G' = \frac{U_s}{U_e} = \frac{G}{1+G\beta}$$

Ainsi le gain apparent est plus faible que le gain réel d'étage.

On peut évaluer la contre-réation par l'affaiblissement introduit :

$$A = \frac{\text{gain sans contre-réation}}{\text{gain avec contre-réaction}} = \frac{G}{G'} = 1 + G\beta$$

soit en décibels

$$A_{db} = 20 \log\ (1 + G\beta)$$

Lorsque le facteur de réaction $G\beta$ est élevé, on a :

$$G' \# \frac{G}{G\beta} = \frac{1}{\beta}$$

Le gain apparent ne dépend alors ni des caractéristiques du tube, ni de la charge et il n'est fixé que par le taux de contre-réaction. L'amplificateur présente alors une grande stabilité.

Dans le cas de réaction positive on a:

$$U_s = G\ (U_e + \beta U_s)$$

$$U_s\ (1 - GB) = G U_e$$

$$\text{et } G' = \frac{G}{1-G\beta}$$

Le gain apparent est plus élevé que le gain réel d'étage, mais si le facteur de réaction est élevé le gain G' tend vers l'infini. Le fonctionnement est instable et peut donner lieu à un accrochage.

2,161.2 Stabilité - Criterium de Nyquist.

Le problème de la stabilité doit être étudié, même en contre réaction, car en raison des déphasages introduits par les circuits de charge ou les éléments parasites, le gain est complexe et les conditions d'accrochage peuvent être atteintes pour certaines fréquences.

Le facteur de réaction complexe est de la forme :

$$[G\,\beta] = p + jq$$

Traçons la courbe du facteur de réaction en fonction de la fréquence en portant le terme réel et le terme imaginaire en fonction de f.

Lorsque f = o ou ∞ le gain est nul et la courbe passe

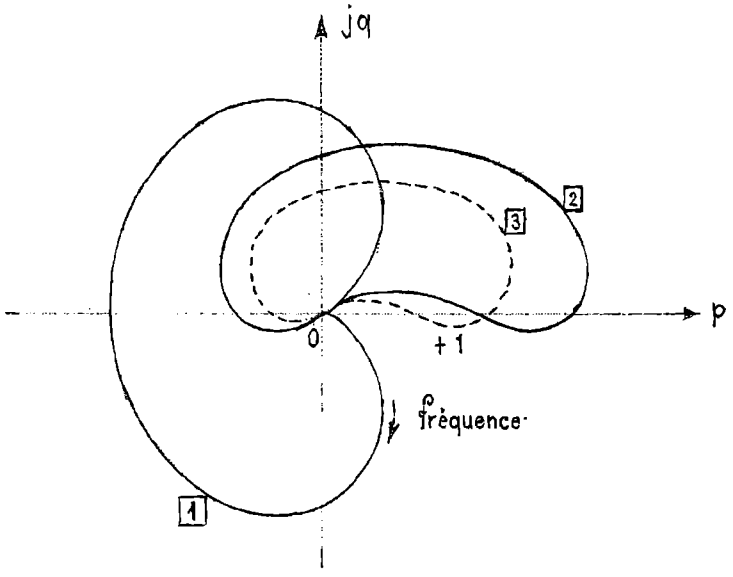


Fig.349

par le point O pour ces fréquences. On obtient une courbe fermée située à gauche du point O pour la réaction négative et à droite pour la réaction positive.

Le criterium de Nyquist s'énonce ainsi :

Le régime de réaction est stable lorsque la courbe n'enferme pas le point pour lequel $p = +1$.

La courbe 1 de la figure 349 correspond à un régime stable. C'est un cas de contre-réaction, mais on remarque qu'aux fréquences basses et élevées la réaction devient positive.

La courbe 2 représente un cas critique de régime stable mais pouvant devenir instable dans le cas de diminution du gain (courbe 3).

Remarques - Ce criterium de Nyquist est général, il est applicable à tous les cas comportant de la réaction, en particulier aux servomécanismes.

2,162 Influence de la réaction sur l'impédance d'entrée.

Considérons le cas de la contre-réaction le courant dans le circuit d'entrée est :

$$I_e = \frac{U_e}{Z_e}$$

avec contre réaction il devient :

$$I'_e = \frac{U_e - \beta U_s}{Z_e} = \frac{U_e}{Z_e}\left(1 - \beta \frac{U_s}{U_e}\right)$$

mais $\frac{U_s}{U_e}$ est le gain apparent G'

dont $I'_e = \frac{U_e}{Z_e}\left(1 - G'\beta\right)$

L'impédance apparente d'entrée a pour valeur

$$Z'_e = \frac{Z_e}{1 - G'\beta}$$

La contre réaction a donc pour effet d'augmenter l'impédance d'entrée ce qui est un avantage.

On obtiendrait facilement dans le cas de réaction positive:

$$Z'_e = \frac{Z_e}{1 + G'\beta}$$

L'impédance d'entrée est alors réduite par la réaction.

2,163 Contre Réaction.

La contre réaction utilisée principalement en basse fréquence est applicable également aux fréquences plus élevées.

2,163.1 Influence de la contre réaction sur les distorsions et le bruit de fond

a) Influence sur la distorsion harmonique.

La contre réaction diminue la distorsion harmonique.

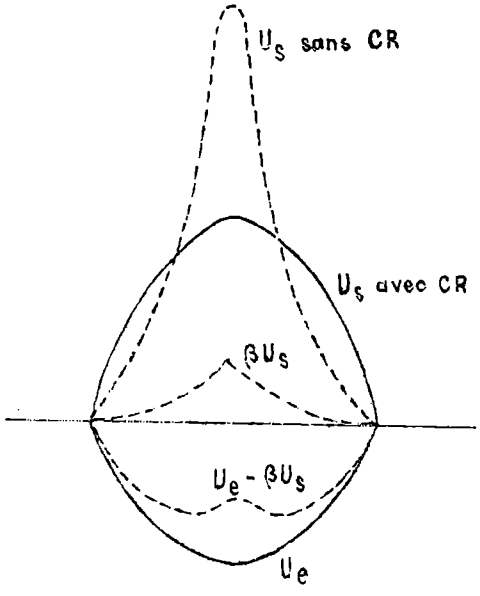


Fig. 350

Supposons que l'amplificateur apporte une certaine distorsion, celle-ci apparait dans la tension de contre-réaction. La tension résultante appliquée à l'entrée présente donc une distorsion inverse. Après amplification la distorsion disparait. En fait la distorsion n'existe pas, mais dès qu'elle tend à apparaitre, elle est aussitôt supprimée par le processus que nous venons de décomposer. Il faut évidemment que le taux de contre-réaction soit suffisant.

Calculons la réduction de distorsion.

L'amplificateur soumis à une tension sinusoïdale d'entrée Ue donne à la sortie une composante fondamentale U_e et des harmoniques U_2, U_3, etc... le taux de distorsion comporte les termes $d_2 = \frac{U_2}{U_1}$, $d_3 = \frac{U_3}{U_1}$

En appliquant la contre-réaction la tension de sortie diminue mais il est possible d'augmenter la tension sinusoïdale d'entrée pour que le terme fondamental U_1 reste constant. Les termes harmoniques seront alors réduits par la contre-réaction, nous aurons :

pour l'harmonique 2 $U'_2 = \frac{U_2}{1+G\beta}$

pour l'harmonique 3 $U'_3 = \frac{U_3}{1+G\beta}$

Le taux de distorsion pour les différents harmoniques devient :

$$d'_2 = \frac{U'_2}{U_1} = \frac{d_2}{1+G\beta} \quad ; \quad d'_3 = \frac{d_3}{1+G\beta} \quad \text{etc.....}$$

La distorsion est ainsi divisée par $(1 + G\beta)$

Remarques: 1) La distorsion ne doit cependant pas augmenter avec la tension d'entrée;

2) Ces relations ne sont valables que lorsque les distorsions ne sont pas trop élevées.

b) Influence sur la distorsion de fréquence.

La contre-réaction, en réduisant le gain, tend à applatir la courbe de réponse en fréquence et ainsi diminue le taux de distorsion de fréquence.

Cependant, si le déphasage introduit par l'amplificateur est faible aux fréquences moyennes, il peut atteindre 180º aux fréquences très basses et très élevées. Ainsi, la réaction négative devient positive et le gain augmente. La courbe de réponse présente ainsi deux bosses d'importance relative d'autant plus grande que le taux de réaction est élevé.

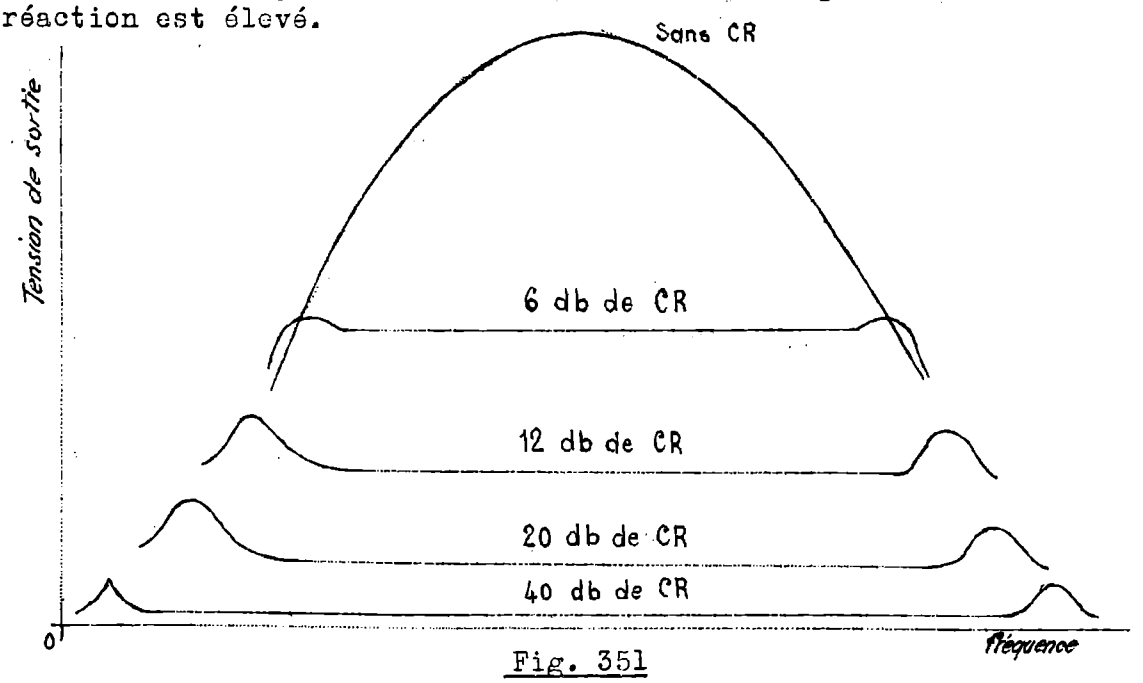


Fig. 351

c) Influence sur le bruit de fond.

Le bruit de fond se produisant dans un étage amplificateur est neutralisé de la même manière que la distorsion harmonique.

2,163.2 Contre Réaction en intensité.

La tension de contre-réaction est prise aux bornes d'une résistance R traversée par le courant de sortie.

La figure 352 montre le principe de branchement.

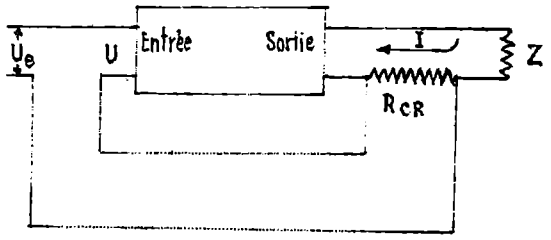


Fig. 352

Si K est le coefficient d'amplification de l'étage on peut écrire en valeurs absolues:

$$I = \frac{K U}{\rho + R_{cR} + Z}$$

mais nous avons $U = U_e - R_{cR} I$

donc: $$I = \frac{K U_e - K R_{cR} I}{\rho + R_{cR} + Z}$$

En développant on obtient en définitive :

$$I = \frac{K U_e}{\rho + K R_{cR} + R_{cR} + Z}$$

La résistance interne de la lampe est donc apparemment augmentée de K Rcr, sans d'ailleurs pour cela que soient modifiées les conditions de charge optimum.

Lorsque le coefficient d'amplification est élevé (pentode) et que la résistance de contre-réaction est relativement importante, on peut négliger au dénominateur ρ , Z et Rcr devant K Rcr, le courant devient alors:

$$I = \frac{U_e}{R_{cR}}$$

c'est à dire que l'amplification ne dépend que de la contre réaction, elle est indépendante de l'impédance du circuit de charge et des coefficients caractéristiques de la lampe. Le fonctionnement se fait alors à "courant constant".

La figure 353 donne deux schémas de contre réaction en intensité.

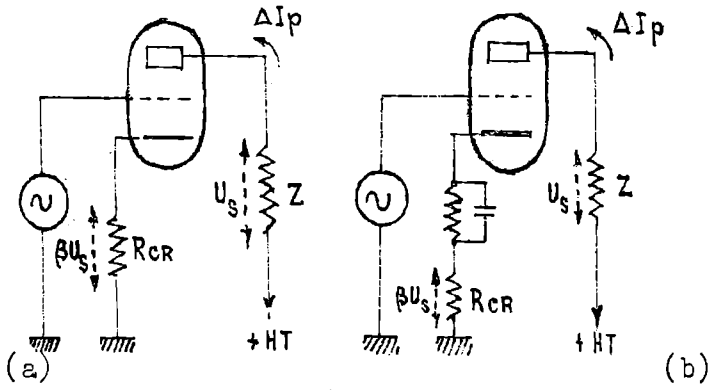


Fig. 353

dans le schéma (a) la résistance de contre réaction est égale à la résistance de polarisation de grille. Dans le schéma (b) un complément de polarisation est fourni par une résistance shuntée en série.

Dans les deux cas on a :

$$\beta U_S = \beta Z \Delta I_p = R_{CR} \Delta I_p$$

ce qui donne le taux de contre réaction :

$$\beta = \frac{R_{CR}}{Z}$$

2,163,3 Contre réaction en tension.

La tension de contre-réaction est prise sur un potentiomètre à consommation négligeable, soumis à la tension de sortie.

Le gain apparent est :

$$G' = \frac{G}{1 + G\beta}$$

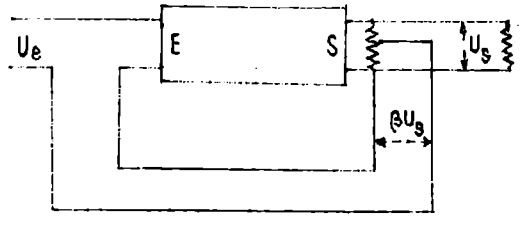


Fig.354

Or, le gain G est donné par :

$$G = K \cdot \frac{Z}{Z + \rho}$$

donc

$$G' = \frac{K \frac{Z}{Z+\rho}}{1 + K\beta \frac{Z}{Z+\rho}}$$

$$= \frac{KZ}{Z + \rho + K\beta Z}$$

$$= \frac{KZ}{Z(1 + K\beta) + \rho}$$

Expression que l'on peut écrire sous la forme:

$$G' = \frac{K}{1 + K\beta} \times \frac{Z}{Z + \frac{\rho}{1 + K\beta}}$$

Si l'on compare G' avec G on constate que la contre réaction en tension a modifié les caractéristiques statiques de la lampe.

Le coefficient d'amplification ainsi que la résistance interne ont été divisés par $(1 + K\beta)$

Une lampe pentode ayant une valeur de K élevée, peut avoir de ce fait des caractéristiques virtuelles de triode en régime de contre-réaction, cependant la résistance de charge optimum et la polarisation restent inchangées.

Lorsque le facteur de contre-réaction $G\beta$ est élevé, le gain $G' = \frac{1}{\beta}$ est indépendant du circuit de charge et l'amplificateur fonctionne à <u>tension de sortie constante</u>.

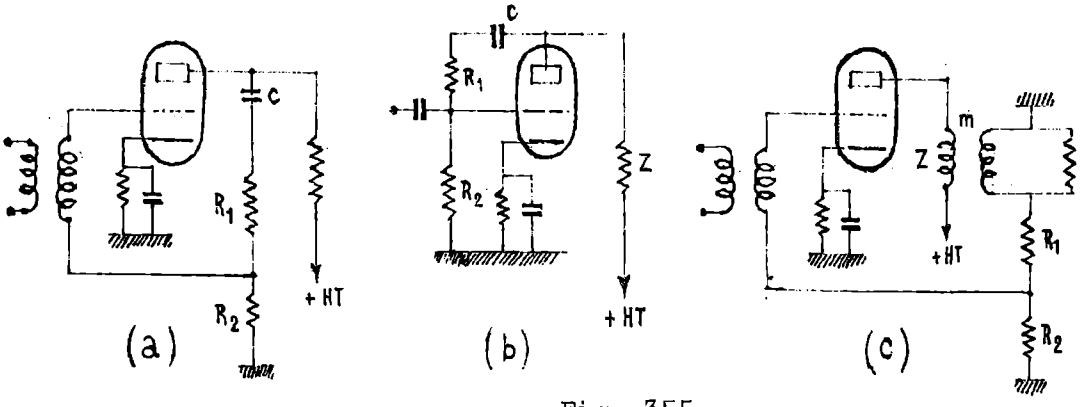


Fig. 355

La figure 355 donne 3 exemples de montages avec contre-réaction en tension.

Pour les schémas (a) et (b) le taux de contre réaction est:

$$\beta = \frac{R_2}{R_1 + R_2}$$

Dans le schéma (b) la résistance R_2 joue le rôle de résistance de fuite de grille. Lorsque le circuit d'entrée est branché sur un circuit de résistance R, il faut tenir compte de la diminution de résistance du circuit d'entrée et remplacer R_2 par $R'_2 = \frac{R R_2}{R + R_2}$

Dans le schéma (c) la tension de contre réaction est prélevée aux bornes du secondaire du transformateur de sortie. Ainsi les distorsions que peut apporter celui-ci sont neutralisées.

Le taux de contre réaction en tension est déterminé par le rapport du potentiomètre formé par R_1 et R_2 et par le rapport de transformation de sortie:

$$m = \frac{N_2}{N_1}$$

Si Us est la tension plaque alternative, la tension aux bornes du secondaire est :

$$m \quad Us$$

La tension de contre réaction est :

$$m \quad U_s \quad x \quad \frac{R_2}{R_1 + R_2}$$

dont le taux de contre réaction en tension est :

$$\beta = \frac{m R_2}{R_1 + R_2}$$

REMARQUE:

Dans le cas de fonctionnement sur haut parleur, la réponse de ce dernier est améliorée car la faible résistance interne apparente de l'étage final amortit les résonances.

2,163.4 Contre Réaction mixte.

La tension de contre réaction est formée de

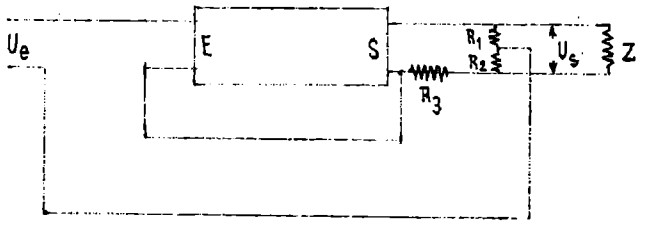


Fig. 356

deux termes, l'un fonction de la tension de sortie, l'autre de l'intensité.

Le taux de contre-réaction est :

$$\beta = \beta_1 + \beta_2 \qquad \text{avec } \beta_1 = \frac{R_2}{R_1 + R_2}$$

$$\beta = \frac{R_3}{Z}$$

La résistance interne qui tend à augmenter en raison de la contre réaction en intensité et à diminuer par la contre réaction en tension varie peu. Elle peut même être constante.

Une disposition pratique est donnée par la figure 357.

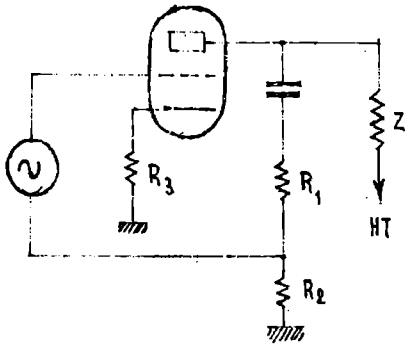


Fig. 357

2,164 Réaction positive.

La réaction positive est utilisée quelquefois en haute fréquence (détectrice à réaction) mais se produit souvent d'une façon accidentelle. Elle donne en basse fréquence soit un régime oscillatoire parasite, soit le plus souvent un régime de relaxation appelé motor-boating.

La réaction positive donne un gain apparent plus élevé que le gain normal mais il est difficile d'obtenir un accroissement de gain supérieur à 20 fois en raison de l'instabilité.

En haute fréquence la sélectivité est augmentée par la réaction (fig. 358). Elle peut devenir infinie lorsque le désamortissement est complet mais alors l'amplificateur fonctionne en régime d'auto-oscillation.

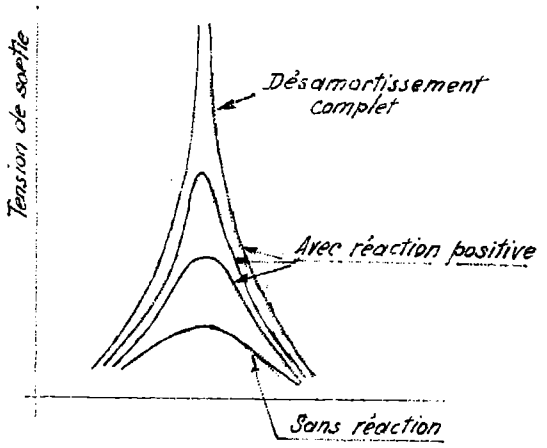


Fig. 358

La réaction positive augmente les distorsions et le bruit de fond car la distorsion de la réaction s'ajoute à la distorsion normale.

2,17 Montages amplificateurs spéciaux

2,171 Montage symétrique

Les montages symétriques, appelés également montages push-pull, sont très employés pour les moyennes et grandes puissances, car ils permettent d'obtenir un meilleur rendement et une distorsion harmonique plus faible. En basse fréquence ils permettent l'utilisation de la classe B et de la classe intermédiaire A B.

Associons deux étages amplificateurs absolument semblables, de telle façon que les entrées et les sorties soient faites par des transformateurs à point milieu (fig. 359).

Considérons tout d'abord le cas de fonctionnement en classe A.

Une certaine tension appliquée à l'entrée produit deux tensions grilles Δ Vg en opposition de phase.

Les composantes alternatives des courants de plaques sont eux-mêmes en opposition. C'est à dire que si le Δ Ip de la lampe (1)

est de même sens que Ipo à un instant donné, il sera en sens inverse dans la lampe (2) au même instant. De ce fait, les composantes Δ Ip se neutralisent dans les parties communes des circuits et tout se passe comme si un courant Δ Ip traversait de bout en bout le primaire du transformateur de sortie. Les puissances s'ajoutent comme dans le cas de deux lampes en parallèle, mais avec un certain nombre d'avantages:

a) les composantes continues sont inverses dans le primaire du transformateur de sortie. Dans le cas d'une symétrie parfaite la composante continue du flux est nulle, ce qui évite la saturation.

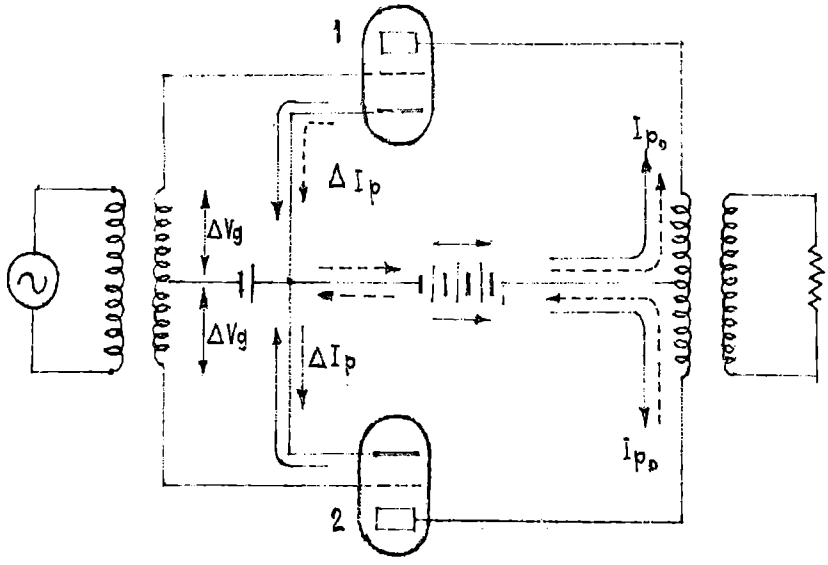


Fig. 359

b) Les composantes alternatives se neutralisent dans les circuits d'alimentation. Les couplages parasites sont ainsi réduits et d'autre part il est possible d'assurer la polarisation automatique par résistance commune dans les retours de cathode sans découplage capacitif.

c) Les bruits de fond (ronflements et inductions diverses) produits par les circuits de grilles, les filaments chauffants, l'alimentation haute tension des étages push-pull, sont très atténués car ils se produisent en phase sur les deux lampes, et se neutralisent en partie dans le transformateur de sortie.

d) Un montage symétrique apporte une réduction sensible de la distorsion harmonique. Il y a, en effet, neutralisation des harmoniques pairs.

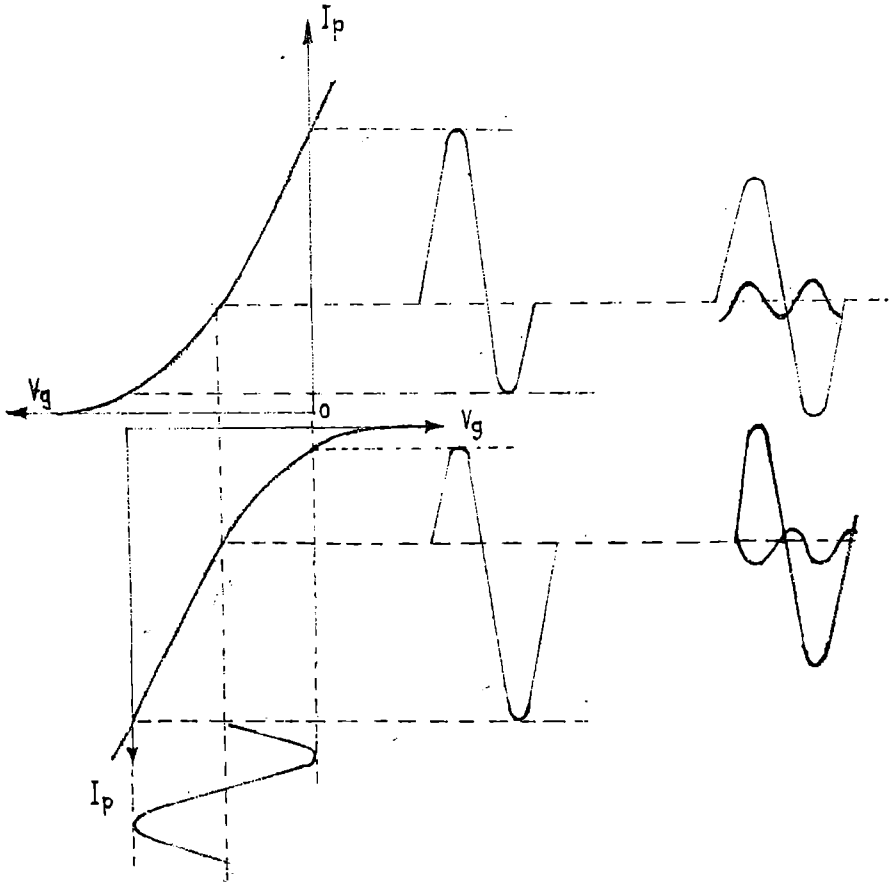


Fig. 360

La figure 360 montre le fonctionnement dans le cas de push pull classe A avec distorsion par le coude inférieur de la caractéristique de plaque (triode).

Chaque courant plaque peut se décomposer en un terme fondamental et un terme harmonique 2, mais les termes harmoniques sont en opposition de phase et se neutralisent, ce qui permet d'utiliser les classes AB et B en régime téléphonique.

Le montage symétrique est cependant inefficace sur les harmoniques impairs qui se traduisent par une distorsion symétrique.

On peut alors appliquer une contre réaction symétrique comme le montre la figure 361.

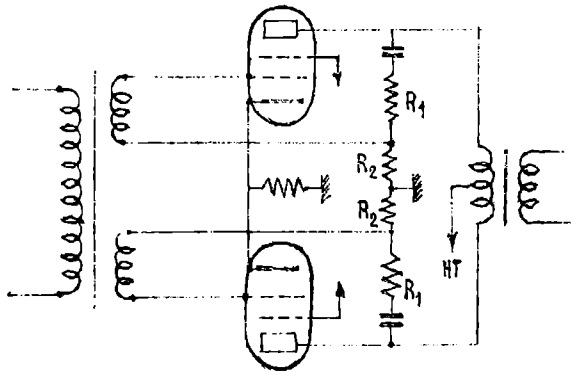
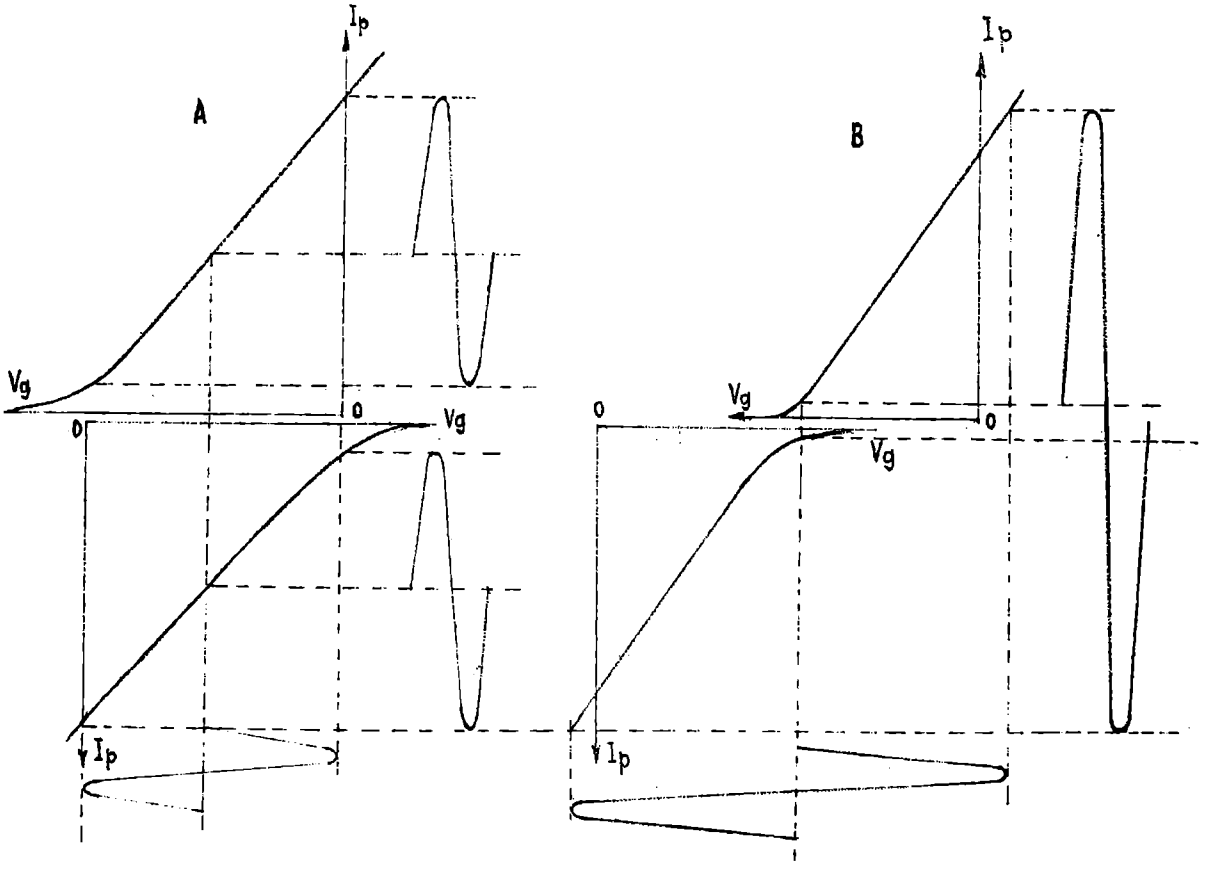


Fig. 361

Le fonctionnement aux différentes classes peut être résumé par les différentes courbes de la figure 362. On remarquera que seule la classe C n'est pas utilisable en régime téléphonique.



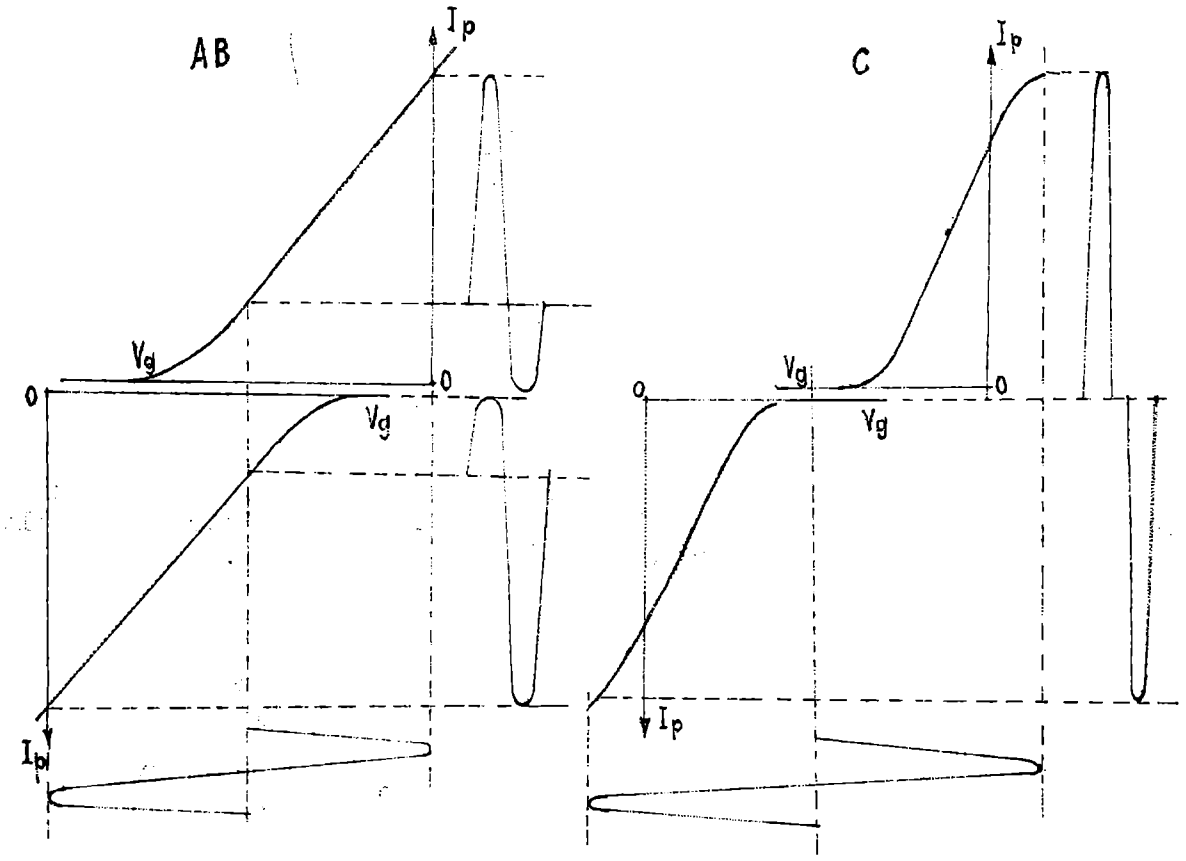


Fig. 362

2,172 Tube à charge cathodique

Dans ce montage dit "cathode-follower" la résistance de charge R est placée entre cathode et masse. L'anode est à la masse au point de vue alternatif.

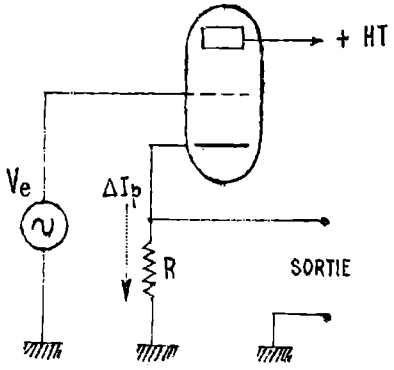


Fig. 363

La tension de sortie est alors appliquée entièrement en contre réaction à l'entrée. Il y a contre réaction totale et $\beta = I$.

Il faut remarquer que la résistance de charge est également résistance de polarisation.

Gain - Calculons le gain de l'étage:

Si G est le gain normal du tube chargé par R on peut écrire:

$$R \ \Delta Ip = G \ (V_e - R\Delta Ip)$$

en développant on obtient :

$$R \ \Delta Ip \ (1 + G) = G \ V_e$$

et le gain apparent devient:

$$G' = \frac{V_s}{V_e} = \frac{R\Delta Ip}{V_e} = \frac{G}{1+G}$$

On retrouve la formule de gain avec contre réaction lorsque $\beta = 1$.

Le gain est ainsi un peu inférieur à l'unité, c'est à dire que l'étage n'amplifie pas et même affaiblit légèrement. Mais l'intérêt de ce montage ne réside pas dans le gain.

Remplacons G par $\frac{KR}{\rho + R}$ comme nous l'avons fait pour la contre réaction en tension.

On obtient par la même méthode :

$$G' = \frac{K}{1+K} \times \frac{R}{R + \frac{\rho}{1+K}}$$

Le coefficient d'amplification apparent du tube

$$\frac{K}{1+K} \# 1$$

la résistance interne devient :

$$\frac{\rho}{1+K} \# \frac{\rho}{K} = \frac{1}{S}$$

ce qui donne le gain

$$G' = \frac{R}{R + \frac{1}{S}} = \frac{1}{1 + \frac{1}{SR}}$$

Admission d'un étage à charge cathodique

Pour étudier les conditions d'admission maxima, calculons la tension appliquée entre grille et cathode V_{gk}, tension qui ne doit pas excéder l'admission grille normale du tube.

$$V_{gk} = V_e - V_s = V_e \left(1 - \frac{V_s}{V_e}\right)$$

$$V_{gk} = V_e \left(1 - \frac{1}{1 + \frac{1}{SR}}\right)$$

pour que V_{gk} soit faible, il faut que SR soit grand.

Si V_R est le recul de grille du tube, la tension maxima admissible est

$$V_{e_{max}} = \frac{V_r}{2} \quad \frac{1}{1 - \frac{1}{1 + \frac{1}{SR}}} = \frac{V_r}{2}\left(SR + 1\right)$$

Impédance de sortie et impédance d'entrée.

L'impédance de sortie de l'étage qui est formée de la résistance de charge R et de $\frac{\rho}{1+K}$ (soit $\frac{1}{S}$) en parallèle est très faible $Z_s = \frac{R}{1 + SR}$

Par contre l'impédance apparente d'entrée est très importante car nous avons montré que :

$$Z'_e = \frac{Z_e}{1 - G'\beta} \quad \text{or} \quad \beta = 1$$

$$Z'_e = \frac{Z_e}{1 - G}$$

mais G' est de l'ordre de 0,8 à 0,9 donc $Z'_e \gg Z_e$

D'autre part, dans ce cas il n'y a pas de réaction d'anode et l'impédance normale Z_e est élevée.

Le montage à charge cathodique permet donc une transformation d'impédance dans de très bonnes conditions.

Les autres avantages sont :

- très faible distorsion du fait de la très forte contre réaction,

- meilleure réponse aux fréquences élevées,
- sortie avec un point à la masse.

Polarisation

La résistance de cathode peut donner une polarisation trop élevée. Il est alors nécessaire de porter la grille à un potentiel positif pour la tension de polarisation normale. On peut utiliser les montages suivants (fig.364).

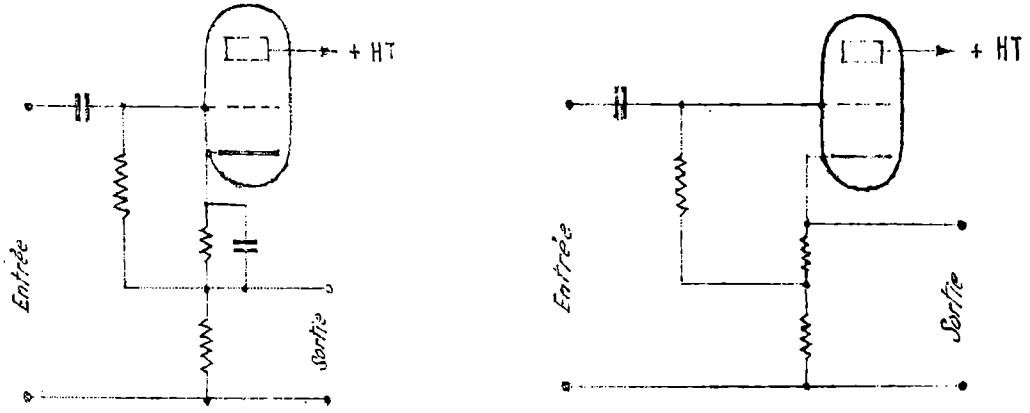


Fig. 364

2,173 Tube avec grille à la masse

Les tubes triodes produisent un bruit de fond plus faibles que les pentodes (par exemple triode 6J4 Rs = 220 Ω , pentode EF80 Rs = 1000 Ω), par contre la réaction d'anode est beaucoup plus importante. On peut tourner la difficulté en plaçant la grille à la masse et en commandant le tube par la cathode. Une résistance shuntée en série dans la cathode assure la polarisation.

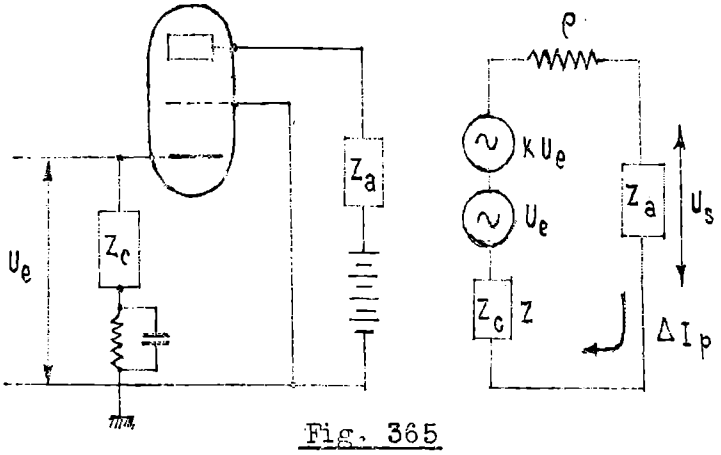


Fig. 365

La tension de contrôle U_e est appliquée ainsi directement dans le circuit plaque. La grille par rapport à la cathode varie de la même valeur et la tension équivalente dans la plaque $k\,U_e$ est en phase avec la tension de cathode. La tension totale dans la plaque est alors $(k + 1)\,U_e$.

Le courant plaque alternatif est :

$$\Delta I_p = \frac{(k+1)\,U_e}{\rho + Z_a + Z_c}$$

$$U_s = Z_a\,\Delta I_p = \frac{(k+1)\,U_e}{1 + \frac{\rho}{Z_a} + \frac{Z_c}{Z_a}}$$

ce qui donne le gain :

$$G = \frac{(K+1)}{1 + \frac{\rho}{Z_a} + \frac{Z_c}{Z_a}}$$

Il faut remarquer que Z_c traversé par le courant plaque agit en contre réaction et réduit le gain. Si Z_c est faible devant Z_a le gain:

$$G = \frac{k+1}{1 + \frac{\rho}{Z_a}}$$

est un peu plus élevé que dans le cas d'une commande par la grille. (augmentation appréciable si k est faible, négligeable si k est élevé)

Calculons l'impédance apparente d'entrée.

Le circuit d'entrée soumis à une tension U_e est traversé par le courant plaque ΔI_p donc l'impédance d'entrée est :

$$Z_e = \frac{U_e}{\Delta I_p} = \frac{\rho + Z_a + Z_c}{k+1}$$

si Z_c est négligeable devant Z_a et ρ on a :

$$Z_e \# \frac{\rho + Z_a}{k+1}$$

Très fréquemment, Z_a est négligeable devant ρ et d'autre part 1 peut être négligé devant k donc

$$Z_e \# \frac{\rho}{K} = \frac{1}{S}$$

ainsi avec un tube de pente 5 mA/V (ECC81) l'impédance d'entrée est de 200 ohms.

L'impédance d'entrée des tubes commandés par la cathode est donc faible.

L'impédance de sortie est : $\rho + K Z_g$

Z_g étant l'impédance dynamique totale effective du circuit de grille.

2,2 AMPLIFICATEURS BASSE FREQUENCE

2,21 Amplificateurs de tension

2,211 Circuits d'entrée

Les circuits d'entrée en basse fréquence peuvent être à haute impédance ou à basse impédance.

Entrées à haute impédance

L'attaque peut être faite directement sur la grille de la lampe dans le cas de pick up électromagnétique(fig.366)

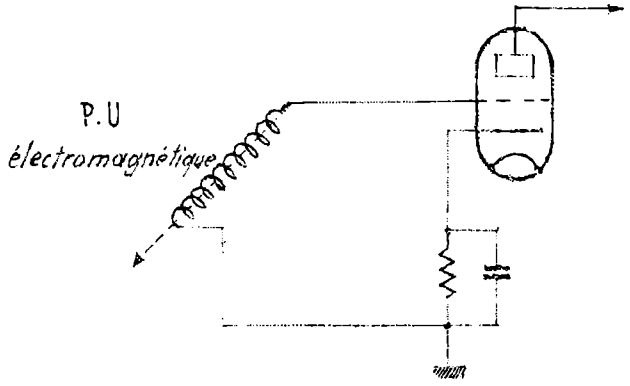


Fig. 366

Ceux-ci présentent une faible résistance et une impédance variant de 30.000 à 50.000 ohms à 1000 Hz.

Ils développent une f.e.m. de l'ordre du volt.

Les pick-up et microphones piézoélectriques doivent être shuntés par une résistance Rf de forte valeur (1 à 5 Mm) figure 367.

Cette résistance assure la fermeture du circuit grille au point de vue du continu, les tensions appliquées à l'entrée

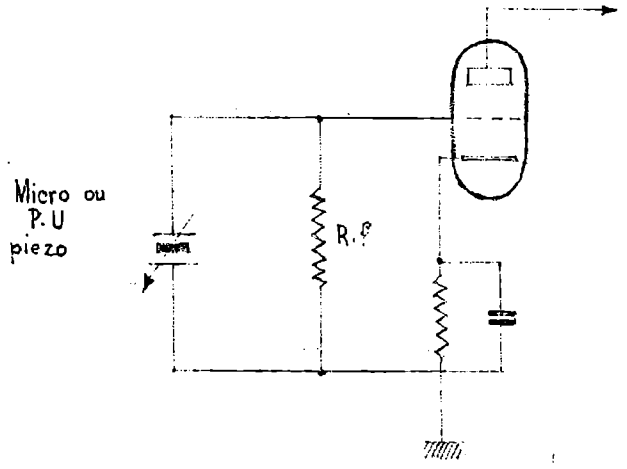


Fig. 367

varient de 1 à 2 volts pour les pick-up et de 50 à 200 millivolts pour les microphones.

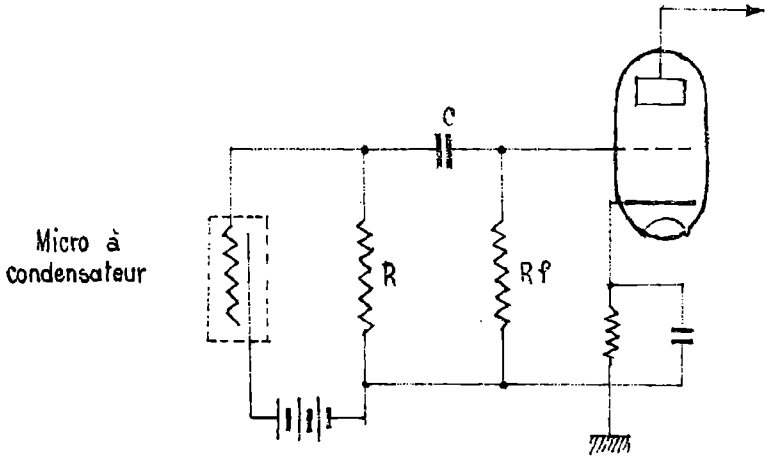


Fig. 368

L'emploi d'un microphone à condensateur nécessite une source continue de 50 à 100 volts et une résistance de charge R pouvant atteindre 200 Mn. La liaison avec le circuit grille doit être faite par une capacité C, afin d'éliminer la composante continue qui apparait aux bornes de R (fig.368.

La tension appliquée à la grille est de l'ordre du microvolt.

En raison de la haute impédance et du faible niveau il est absolument nécessaire de placer l'amplificateur de tension, ou tout

au moins le premier étage, à proximité du microphone.

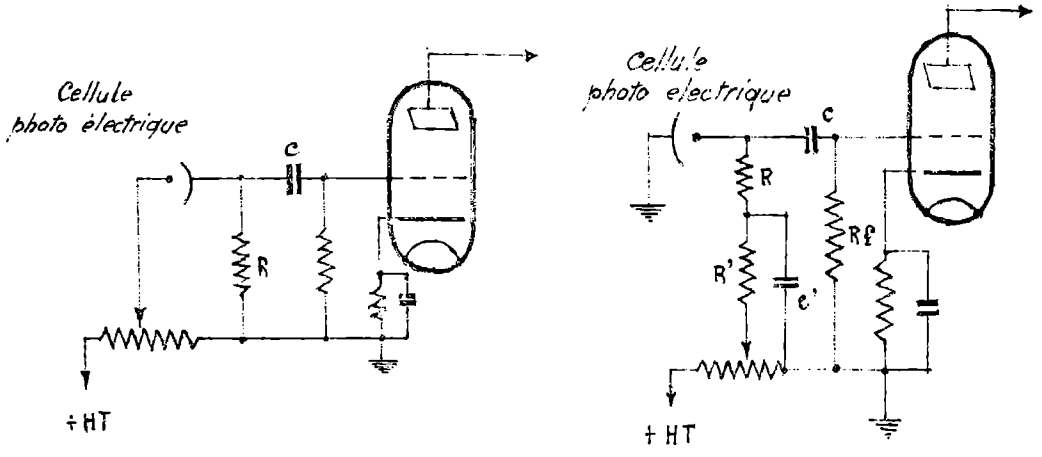


Fig. 369

Il en est de même des amplificateurs de cellules photoélectriques, dont nous donnons par la fig. 369 deux schémas d'entrée.

Le premier est identique au branchement du microphone à condensateur. La tension d'excitation doit pouvoir être réglée aux environs d'une centaine de volts.

Le deuxième schéma diffère par la position de la résistance de charge dans le circuit de cellule. Cette disposition nécessite un filtre par résistance capacité R'C', afin que le potentiomètre ne participe pas à la charge de la cellule.

Les tensions obtenues sont de l'ordre de quelques microvolts.

Entrées à basse impédance

Lorsque les tensions à amplifier proviennent d'une source ou sont transmises par une ligne à basse impédance il y a lieu d'élever l'impédance par transformateur de façon à obtenir un gain appréciable à l'entrée.

Les microphones et pick-up électrodynamiques ainsi que les microphones à ruban ont une impédance de sortie variant de 50 à 200 ohms à 1.000 Hz.

Leurs niveaux de sortie sont de l'ordre de 200 à 500 μ volts

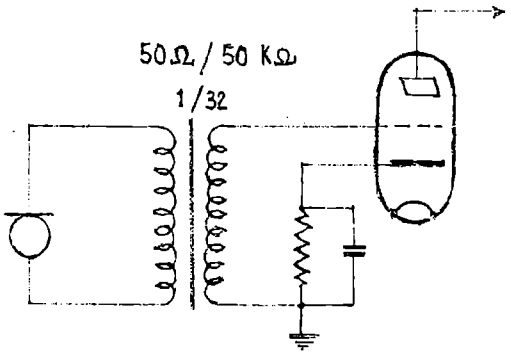


Fig. 370

L'attaque de grille se fait par un transformateur élévateur (fig.370) dont l'impédance secondaire ne dépasse pas 60.000 ohms. Par exemple pour une entrée à 50Ω on prend un transformateur 50/50.000 ohms, c'est à dire donnant un gain en volts de $\sqrt{1.000}$, soit environ 32.

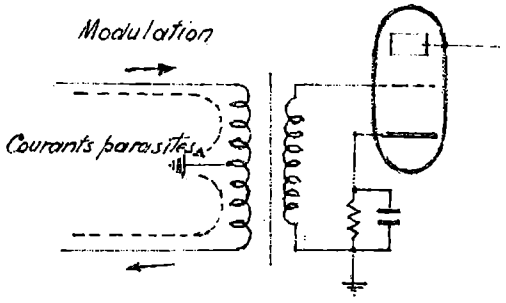


Fig. 371

Les impédances d'entrée pour lignes sont comprises entre 200 et 600 ohms.

L'entrée est symétrique, ce qui permet la neutralisation des courants parasites induits dans la ligne.

2,212 Circuits de liaison à "résistance-capacité"

La plaque est chargée par une résistance R_a . La chute de tension alternative est transmise par la capacité C de réactance très faible, à la grille de la deuxième lampe. Le point inférieur de l'impédance de charge est au point de vue alternatif en liaison avec la cathode par les capacités de découplage de la source H.T. et de la résistance de polarisation.

Afin d'assurer la polarisation de la grille une résistance R, dite de fuite, de valeur généralement élevée, relie la grille à la masse et ainsi ferme le circuit d'entrée de la deuxième lampe.

Nous pouvons représenter la liaison par résistance capacité par un schéma équivalent (fig. 372). La capacité Cp introduite, représente la capacité dynamique d'entrée de la deuxième lampe, la capacité du câblage et la capacité de sortie de la première lampe.

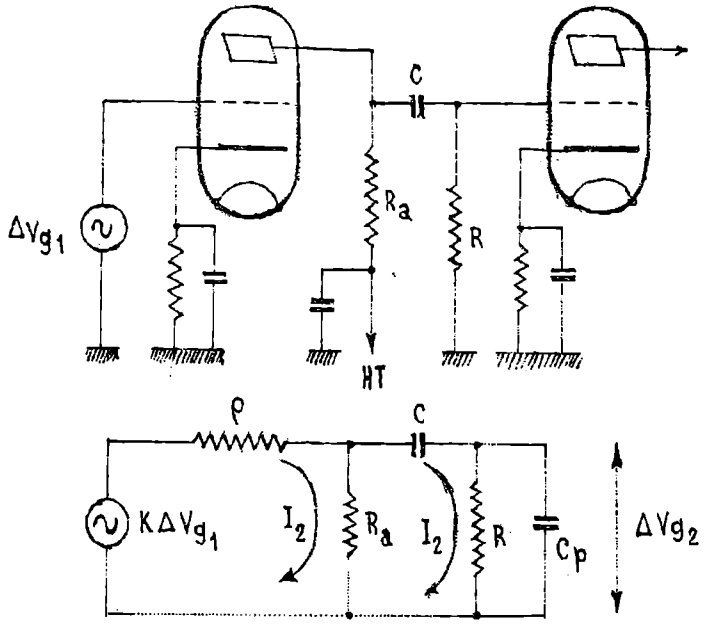


Fig. 372

Appelons:

$Z_1 = \frac{1}{jC\omega}$

Z_2 l'impédance équivalente à R et Cp en parallèle

$$\frac{1}{Z_2} = \frac{1}{R} + jC_p\omega$$

Le schéma équivalent devient (fig.373).

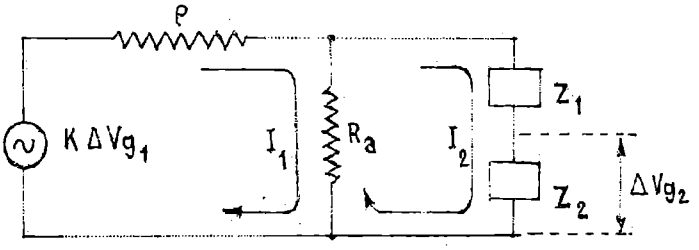


Fig. 373

Appliquons les lois de Kirchoff aux deux mailles du circuit.

$$\begin{cases} R_a I_1 + \rho I_1 - R_a I_2 = K\Delta Vg_1 \\ R_a I_2 + Z_1 I_2 + Z_2 I_2 - R_a I_1 = 0 \end{cases}$$

soit

$$\begin{cases} I_1 (R_a + \rho) - R_a I_2 = K\Delta Vg_1 & (1) \\ I_2 (R_a + Z_1 + Z_2) - R_a I_1 = 0 & (2) \end{cases}$$

Tirons I_1 de l'équation (2) nous obtenons :

$$I_1 = \frac{I_2 (R_a + Z_1 + Z_2)}{R_a}$$

Portons I_1 dans l'équation (1) :

$$\left[\frac{I_2 (R_c + Z_1 + Z_2)}{R_a}\right] (R_a + \rho) - R_a I_2 = K\Delta Vg_1$$

d'où l'on peut tirer :

$$I_2 = \frac{K\Delta Vg_1 R_a}{(R_a + Z_1 + Z_2)(R_a + \rho) - R_a^2}$$

$$\Delta Vg_2 = I_2 Z_2 = \frac{K\Delta Vg_1 R_a Z_2}{(R_a + Z_1 + Z_2)(R_a + \rho) - R_a^2}$$

ce qui permet de calculer le gain

$$G = \frac{\Delta Vg_2}{\Delta Vg_1} = \frac{K R_a Z_2}{(R_a + \rho)(R_a + Z_1 + Z_2) R_a^2}$$

En divisant le numérateur et le dénominateur par Ra Z_2 on obtient:

$$G = \frac{K}{\frac{R_a + \rho}{R_a} \times \frac{R_a + Z_1 + Z_2}{Z_2} - \frac{R_a}{Z_2}}$$

$$G = \frac{K}{\left(1 + \frac{\rho}{R_a}\right)\left(\frac{R_a}{Z_2} + \frac{Z_1}{Z_2} + 1\right) - \frac{R_a}{Z_2}}$$

après développement et simplification il vient :

$$G = \frac{K}{\frac{Z_1}{Z_2} + 1 + \frac{\rho}{Z_2} + \frac{Z_1 \rho}{R_a Z_2} + \frac{\rho}{R_a}}$$

En remplaçant Z_1 et Z_2 par leur valeur on obtient :

$$G = \frac{}{\frac{C_p}{C} + \frac{\rho}{R} + \frac{\rho C_p}{R_a C} + \frac{\rho}{R_a} + 1 + j\left(\rho C_p \omega - \frac{1}{RC\omega} - \frac{\rho}{R R_a C\omega}\right)} \qquad (1)$$

$$G = \frac{K}{\frac{C_p}{C}\left(1 + \frac{\rho}{R_a}\right) + \frac{\rho}{R} + \frac{\rho}{R_a} + 1 + j\left[\rho C_p \omega - \frac{1}{RC\omega} - \frac{1}{RC\omega}\left(1 + \frac{\rho}{R_a}\right)\right]} \qquad (2)$$

Cette expression du gain présente au dénominateur un terme réel et un terme imaginaire. Le terme réel est indépendant de f, par contre le terme imaginaire comporte ω ; comme d'autre part il est formé de la différence de deux termes, il s'annule pour une certaine pulsation ω_p définie par :

$$\rho C_p \omega_o = \frac{1}{R C \omega_o}\left(1 + \frac{\rho}{R_a}\right)$$

soit

$$\omega_o = \sqrt{\frac{1}{\rho C_p C R}\left(1 + \frac{\rho}{R_a}\right)}$$

Pour ω_o le déphasage entre les tensions d'entrée et de sortie s'annule et le gain passe par un maximum. Il y a donc une pseudo-résonance. Le gain maximum est :

$$G\ max = \frac{K}{\frac{C_p}{C}\left(1 + \frac{\rho}{R_a}\right) + \frac{\rho}{R} + \frac{\rho}{R_a} + 1}$$

En général $\frac{C_p}{C}$ est très faible (par exemple

$C_p = 50$ pF pour $C = 50.000$ pF).

On peut donc négliger le terme $\frac{C_p}{C}\left(1 + \frac{\rho}{R_a}\right)$ et la formule du gain devient :

$$\boxed{G\ max = \frac{K}{1 + \frac{\rho}{R_a} + \frac{\rho}{R}}}$$

La formule générale du gain d'un amplificateur à résistance est donc applicable en prenant pour résistance de charge la résistance équivalente à R_a et R en parallèle.

Le schéma équivalent est, dans ce cas, donné par la figure 374.

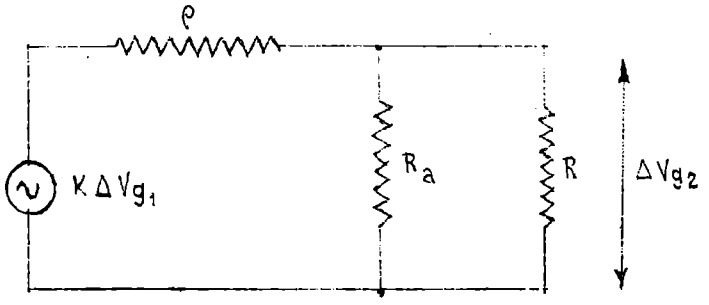


Fig. 374

L'expression générale du gain (2) devient en négligeant $\frac{C_p}{C}\left(1+\frac{\rho}{R_a}\right)$ devant les autres termes :

$$G = \frac{K}{1+\frac{\rho}{R_a}+\frac{\rho}{R}+j\left[\rho C_p\omega-\frac{1}{RC\omega}\left(1+\frac{\rho}{R_a}\right)\right]}$$

Cette formule peut se simplifier si l'on ne considère que le cas des fréquences très basses ou très élevées.

a) Dans le cas d'une fréquence très basse le terme $\rho C_p \omega$ est négligeable devant $\frac{1}{RC\omega}\left(1+\frac{\rho}{R_a}\right)$

La formule du gain devient :

$$Gb = \frac{K}{1+\frac{\rho}{R_a}+\frac{\rho}{R}-j\frac{1}{RC\omega}\left(1+\frac{\rho}{R_a}\right)}$$

soit en module :

$$Gb = \boxed{\frac{K}{\sqrt{\left(1+\frac{\rho}{R_a}+\frac{\rho}{R}\right)^2+\frac{1}{R^2C^2\omega^2}\left(1+\frac{\rho}{R_a}\right)^2}}}$$

Le schéma équivalent est représenté par la figure 375.

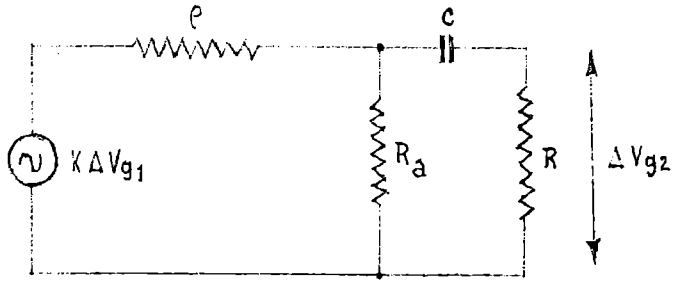


Fig. 375

b) Dans le cas d'une fréquence élevée, on peut négliger le terme $\frac{1}{RC\omega}\left(1+\frac{\rho}{R_a}\right)$ devant $\rho C_p \omega$

Le gain devient:

$$Gh = \frac{K}{1+\frac{\rho}{R_a}+\frac{\rho}{R}+j\rho C_p \omega}$$

soit en module :

$$\boxed{Gh = \frac{K}{\sqrt{\left(1+\frac{\rho}{R_a}+\frac{\rho}{R}\right)^2+\rho^2 C_p^2 \omega^2}}}$$

Le schéma équivalent pour les fréquences élevées est représenté par la figure 376.

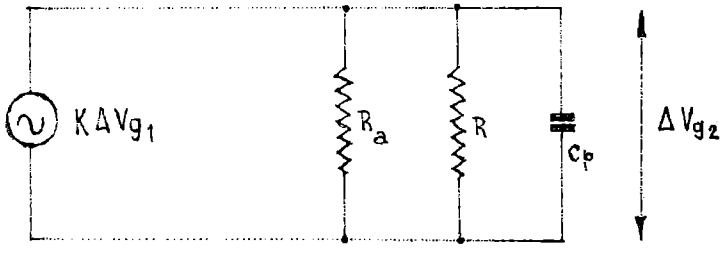


Fig. 376

En résumé, le gain et le déphasage varient en fonction de la fréquence comme sur la figure 377.

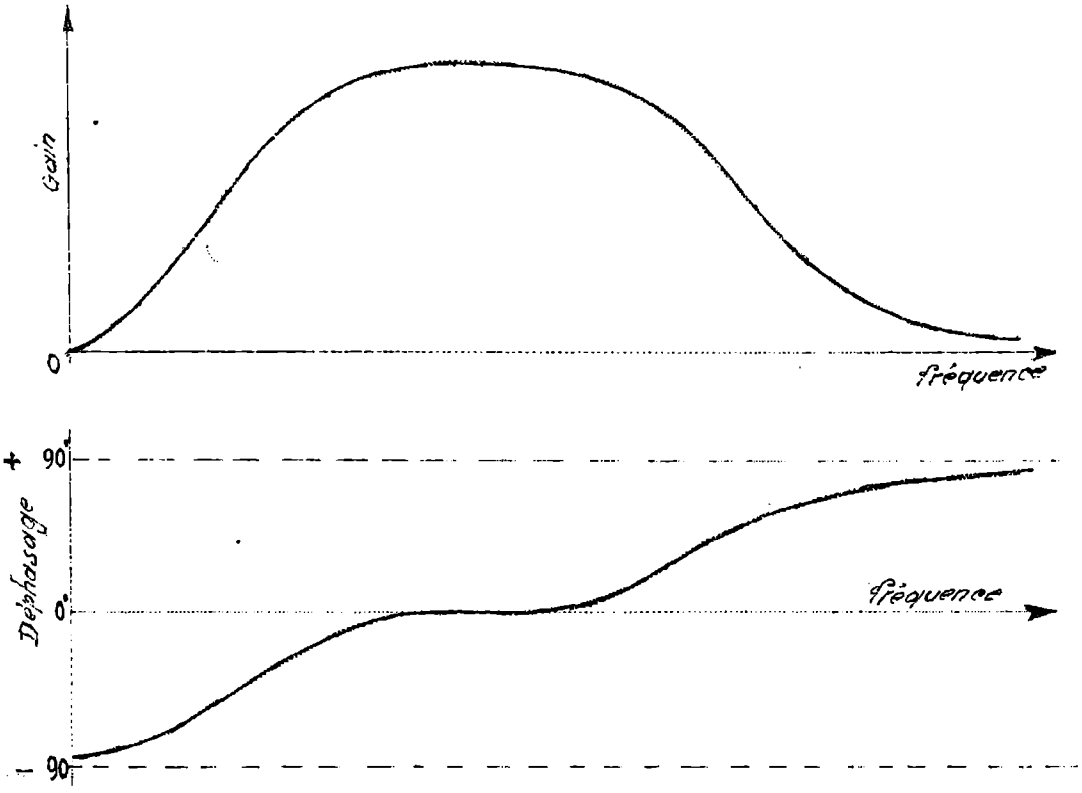


Fig. 377

Connaissant les valeurs du gain dans les 3 cas particuliers, il est possible de calculer les taux de distorsion de fréquence aux fréquences basses et élevées par

$$M_b = \frac{G\ max.}{G_b}$$

et

$$M_h = \frac{G\ max.}{G_h}$$

a) aux fréquences basses

$$Mb = \frac{K}{1 + \frac{\rho}{R_a} + \frac{\rho}{R}} \times \frac{\sqrt{\left(1 + \frac{\rho}{R_a} + \frac{\rho}{R}\right)^2 + \frac{1}{R^2 C^2 \omega_b^2}\left(1 + \frac{\rho}{R_a}\right)^2}}{K}$$

$$= \sqrt{1 + \frac{1}{R^2 C^2 \omega_b^2} \times \frac{\left(1 + \frac{\rho}{R_a}\right)^2}{\left(1 + \frac{\rho}{R_a} + \frac{\rho}{R}\right)^2}}$$

habituellement R est élevé devant R_a , il est donc possible de négliger $\frac{\rho}{R}$ devant $\frac{\rho}{R_a}$ et le taux de distorsion devient:

$$Mb \neq \sqrt{1+\frac{1}{R^2\,C^2\,\omega_b^2}}$$

Pour obtenir le taux de distorsion minimum il faut que $\frac{1}{R^2\,C^2\,\omega_b^2}$ soit le plus petit possible.

Déterminons la valeur optimum du produit RC lorsque le taux de distorsion est imposé.

En élevant au carré la relation précédente, on obtient:

$$M_b^2 = 1 + \frac{1}{R^2\,C^2\,\omega_b^2}$$

pour que la distorsion soit $\leq$ Mb, il faut que :

$$CR \geq \frac{1}{\omega_b\sqrt{M_b^2-1}}$$

b) aux fréquences élevées :

$$M_h = \frac{K}{1+\frac{\rho}{R_a}+\frac{\rho}{R}} \times \frac{\sqrt{\left(1+\frac{\rho}{R_a}+\frac{\rho}{R}\right)^2+\rho^2\,C_p^2\,\omega_h^2}}{K}$$

$$M_h = \sqrt{1+\frac{\rho^2\,C_p^2\,\omega_h^2}{\left(1+\frac{\rho}{R_a}+\frac{\rho}{R}\right)^2}}$$

soit :

$$M_h = \sqrt{1+\frac{C_p^2\,\omega_h^2}{\left(\frac{1}{\rho}+\frac{1}{R_a}+\frac{1}{R}\right)^2}}$$

Pour obtenir un faible taux de distorsion, il faut que les valeurs Cp , ρ , Ra et R soient les plus faibles possibles. Cependant pour que les capacités parasites soient faibles, il faut utiliser les lampes pentodes, celles-ci ayant une forte résistance interne, on ne peut donc choisir que Ra.

Comme dans le cas précédent, déterminons les conditions donnant un certain taux de distorsion.

En élevant au carré M_h on obtient :

$$M_h^2 = 1 + \frac{C_p^2 \, \omega_h^2}{\left(\frac{1}{\rho} + \frac{1}{R_a} + \frac{1}{R}\right)^2}$$

pour que la distorsion soit $\leq M_h$, il faut que

$$\frac{C_p}{\frac{1}{\rho} + \frac{1}{R_a} + \frac{1}{R}} \leq \frac{\sqrt{M_h^2 - 1}}{\omega_h}$$

si Re est la résistance équivalente aux résistances ρ, Ra et R en parallèle

$$\frac{1}{R_e} = \frac{1}{\rho} + \frac{1}{R_a} + \frac{1}{R}$$

on doit avoir

$$C_p \, R_e \leq \frac{\sqrt{M_h^2 - 1}}{\omega_h}$$

Le produit CpRe doit être d'autant plus petit que ω_h est élevé. Dans les amplificateurs à large bande passante, la résistance de charge doit être très faible. Or, une faible valeur de Ra limite le gain de la lampe, il faut alors utiliser des lampes pentodes à forte pente afin de produire une amplification suffisante.

Le gain est en effet proportionnel à la pente et la résistance de charge.

Compensation

La courbe de réponse peut être améliorée aux fréquences basses et aux fréquences élevées par des circuits correcteurs.

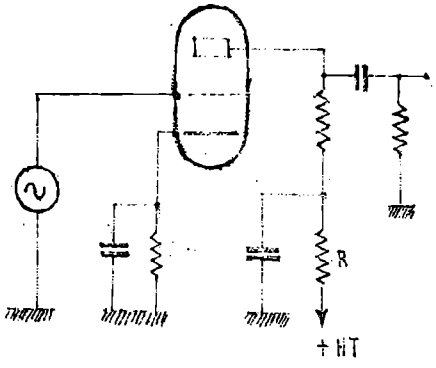


Fig. 378

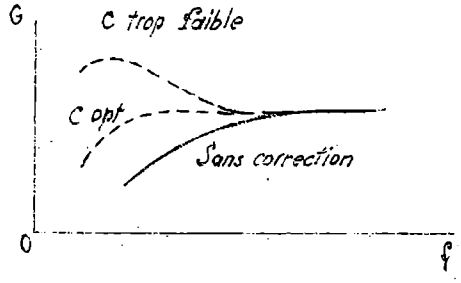


Fig. 379

Un circuit RC dans l'anode augmente l'impédance de charge aux basses fréquences.

Il faut cependant que la capacité ne soit pas trop faible, ce qui conduirait à une augmentation exagérée du gain aux fréquences basses.

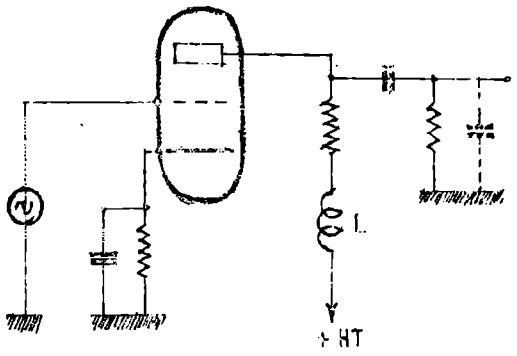


Fig. 380

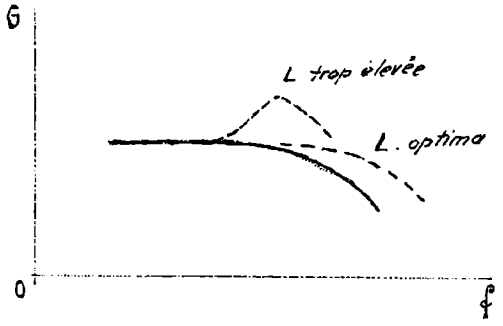


Fig. 381

Une inductance en série dans l'anode résonne avec la capacité parasite.

La résonance doit être située dans la partie descendante de la courbe de façon à la prolonger. La surtension du circuit doit être réglée de telle sorte qu'il n'y ait pas de bosse.

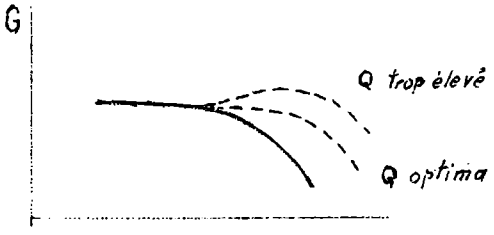


Fig. 382

Le circuit est normalement amorti par la résistance de charge en série et la résistance de grille en parallèle. Il peut être utile de shunter l'inductance de correction par une résistance.

2,214 Circuits de liaison par transformateur

La liaison par transformateur assure une séparation des circuits grille et plaque au point de vue continu, elle présente en outre un certain nombre d'avantages:

- la résistance primaire étant faible, la tension moyenne de plaque diffère très peu de la tension de la source et la droite de charge se situe mieux dans le réseau de caractéristiques.

- la résistance du secondaire ne produit pas de polarisation supplémentaire si la tension grille passe par une pointe positive.

- le rapport de transformation augmente le gain de l'étage.

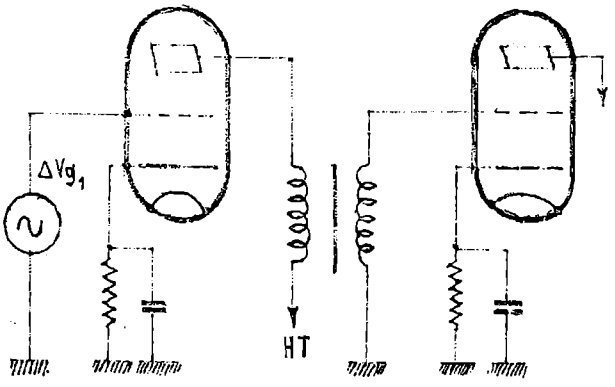


Fig. 383

On sait que dans un transformateur parfait toutes les lignes de force du flux traversent le primaire et le secondaire. Dans un transformateur réel il se produit une dispersion de flux. Une partie du flux produit par le primaire se ferme sans passer dans le secondaire et réciproquement (fig. 384).

Tout se passe, en résumé, comme si une fraction seulement des spires primaires et secondaires jouait un rôle magnétique.

Si L_1 est le coefficient de self de la partie utile de bobinage primaire, la dispersion peut être représentée par un coefficient de self de dispersion $L_{s_1} = \sigma_1 L_1$ la self totale primaire est alors $L_1 + \sigma L_1$ que l'on assimile généralement à L_1 car le coefficient de dispersion primaire σ_1 est normalement très faible.

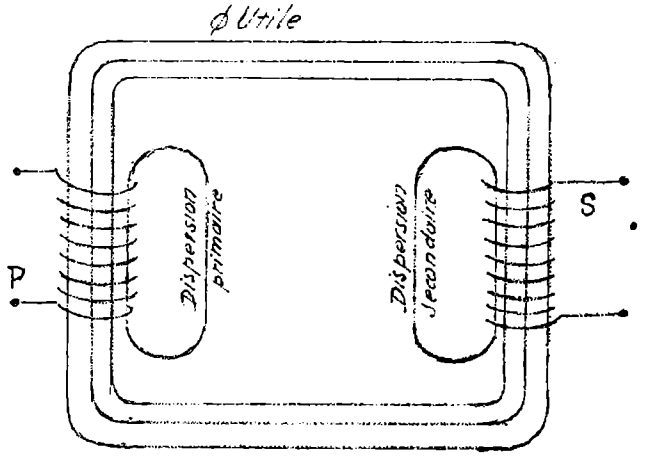


Fig. 384

Le coefficient σ_1 est donné par le rapport :

$$\sigma_1 = \frac{\text{flux de dispersion primaire}}{\text{flux utile}}$$

On définirait d'une façon analogue la self de dispersion secondaire $L_{s_2} = \sigma_2 L_2$

σ_2 étant le coefficient de dispersion secondaire

Le transformateur réel peut alors être remplacé par un transformateur parfait de self primaire et secondaire L_1 et L_2 et deux selfs $\sigma_1 L_1$ et $\sigma_2 L_2$ respectivement en série avec le primaire et le secondaire, ainsi que les résistances R_1 et R_2 des enroulements (fig. 385)

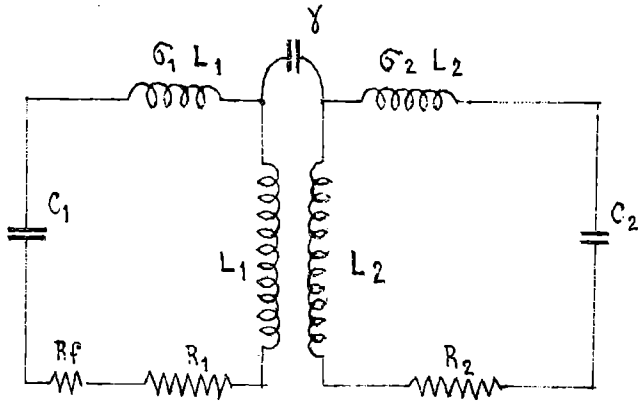


Fig. 385

Les pertes dans le fer peuvent être remplacées par une résistance R_f en série ou en dérivations avec L_1

En général ces pertes sont négligeables.

Les capacités parasites comprennent les capacités réparties du primaire et du secondaire et la capacité entre enroulements; cette dernière est négligeable car les enroulements sont souvent séparés par un écran électrostatique.

Pour faciliter l'étude des circuits il y a lieu de les remplacer par un quadripôle équivalent ne comportant pas de transformateur. Il faut pour cela reporter la charge du secondaire au primaire.

N_1 et N_2 les nombres de spires primaires et secondaires.

Appelons $m = \frac{N^2}{N^1}$ le rapport de transformation du transformateur.

Pour le transformateur parfait on peut écrire :

$$m = \sqrt{\frac{L_2}{L_1}}$$

d'où l'on tire $L_2 = m^2 L_1$ et la self de dispersion secondaire est $\sigma_2 L_2 = \sigma_2 m^2 L_1$

Cette self reportée au primaire devient :

$$\frac{\sigma_2 L_2}{m^2} = \sigma_2 L_1$$

La résistance secondaire reportée devient $\frac{R_2}{m^2}$

La capacité répartie secondaire Cm^2

Le quadripole équivalent est donné par la fig. 386

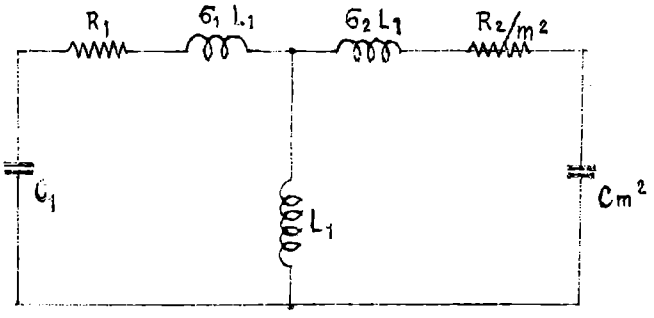


Fig. 386

Le montage amplificateur peut ainsi être représenté par le quadripôle suivant

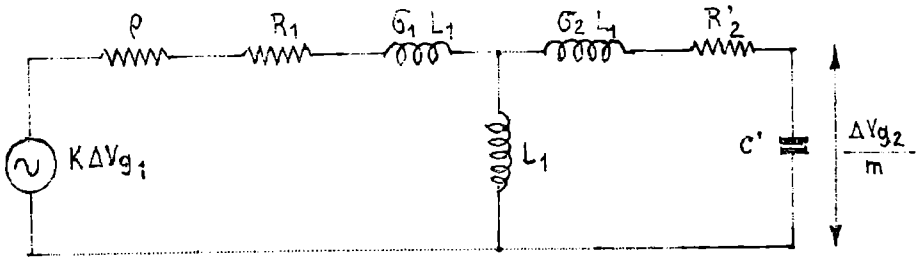


Fig. 387

$\frac{R_2}{m^2} = R'_2$ étant la résistance secondaire ramenée au primaire,

$Cm^2 = C'$ étant la capacité secondaire ramenée au primaire.

La tension obtenue est m fois plus faible car avec le quadripôle équivalent on ne bénéficie pas du rapport de transformation m du transformateur.

Pour simplifier l'étude de la liaison par transformateur, nous considérerons séparément les plages de fréquences basses et élevées.

a) Cas des fréquences basses.

Dans ce cas on peut négliger les coefficients de self de dispersion dont les réactances sont très faibles par rapport à $L_1 \omega$ (de l'ordre de 1/100).

Le quadripôle équivalent devient donc dans ce cas:

$$Z_1 = j\ L_1 \omega$$

$$Z_2 = \frac{1}{j\ C' \omega}$$

$$\rho' = \rho + R_1$$

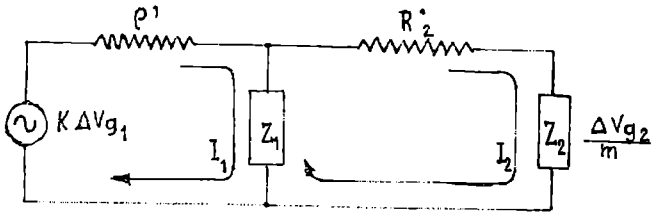


Fig. 388

Appliquons la loi de Kirchoff aux deux mailles traversées par les courants I_1 et I_2

On obtient
$$\begin{cases} I_1 \left(Z_1 + \rho' \right) - Z_1 I_2 = K \Delta V_{g_1} & (1) \\ I_2 \left(Z_1 + Z_2 + R'_2 \right) - Z_1 I_1 = 0 & (2) \end{cases}$$

Tirons I_1 de l'équation (2) :

$$I_1 = \frac{I_2 \left(Z_1 + Z_2 + R'_2 \right)}{Z_1}$$

Reportons cette valeur dans l'équation (1)

$$I_2 \left[\frac{(\rho' + Z_1)(Z_1 + Z_2 + R'_2)}{Z_1} - Z_1 \right] = K \Delta V_{g_1}$$

d'où l'on tire :

$$I_2 = \frac{Z_1 \; K \; \Delta V_{g_1}}{(\rho' + Z_1)\left(Z_1 + Z_2 + R'_2 \right) - Z_1^2}$$

La tension aux bornes de Z_2 est :

$$\frac{\Delta V_{g_2}}{m} = Z_2 I_2$$

donc : $\Delta V_{g_2} = m \; Z_2 \; I_2$

d'où l'on tire le gain de l'étage:

$$\frac{\Delta V_{g_2}}{\Delta V_{g_1}} = \frac{m \; Z_1 \; Z_2 \; K}{(\rho' + Z_1)(Z_1 + Z_2 + R'_2) - Z_1^2}$$

Divisons numérateur et dénominateur par $Z_1 \; Z_2$; on obtient:

$$G = \frac{m \; K}{\dfrac{(\rho' + Z_1)(Z_1 + Z_2 + R'_2)}{Z_1 Z_2} - \dfrac{Z_1}{Z_2}}$$

soit

$$G = \frac{m \; K}{\left(1 + \dfrac{\rho'}{Z_1}\right)\left(1 + \dfrac{Z_1}{Z_2} + \dfrac{R'_2}{Z_2}\right) - \dfrac{Z_1}{Z_2}}$$

en développant :

$$G = \frac{m \; K}{1 + \dfrac{R'_2}{Z_2} + \dfrac{\rho'}{Z_1} + \dfrac{\rho'}{Z_2} + \dfrac{\rho' R'_2}{Z_1 Z_2}}$$

Ce que l'on peut écrire sous la forme

$$G = \frac{m\,K}{1 + \frac{1}{Z_2}\left(\rho' + R'_2\right) + \frac{\rho'}{Z_1}\left(1 + \frac{R'_2}{Z_2}\right)}$$

Mais R'_2 est négligeable devant ρ' de même $\frac{R'_2}{Z_2}$ est négligeable devant 1, en effet on a :

$$\frac{R'_2}{Z_2} = j\,R'_2\,C'\omega \ll 1$$

Le gain devient ainsi : $G = \dfrac{m\,K}{1 + \frac{\rho'}{Z_2} + \frac{\rho'}{Z_1}}$

En remplaçant Z_1 et Z_2 par leur valeur :

$$G = \frac{m\,K}{1 + j\,\rho'\,C'\omega - j\,\frac{\rho'}{L_1\,\omega}}$$

soit en module :

$$G = \frac{m\,K}{\sqrt{1 + \left(\rho'\,C'\omega - \frac{\rho'}{L_1\,\omega}\right)^2}}$$

Le gain passe par un maximum lorsque $\rho'\,C'\,\omega = \dfrac{\rho'}{L_1\,\omega}$

c'est à dire à la fréquence définie par : $\omega_1 = \dfrac{1}{\sqrt{L_1\,C'}}$

On obtient entre 500 et 1000 Hz une <u>première résonance</u> pour laquelle le gain est :

$$G = mk$$

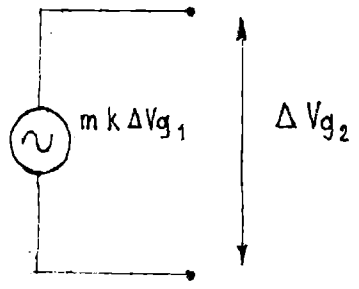


Fig. 389

Le tube fonctionne alors à vide et l'amplification statique est multipliée par l'amplificateur en volts du transformateur (schéma équivalent 389.)

A la limite inférieure des fréquences amplifiées le terme $C'\omega$ devient très petit devant $\frac{1}{L_1 \omega}$. et le gain devient : $G_B = \frac{mK}{\sqrt{1 + \left(\frac{\rho'}{L_1 \omega_b}\right)^2}}$

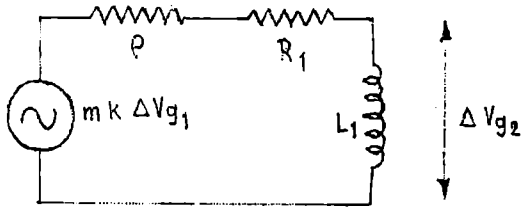


Fig. 390

Le schéma équivalent est donné par la figure 390.

Calculons le taux de distorsion de fréquence

$$M_b = \frac{G_{max}}{G_B}$$

après calcul on obtient :

$$M_b = \sqrt{1 + \frac{\rho'^2}{L_1^2 \omega_b^2}}$$

Calculons le coefficient de self primaire permettant d'obtenir un taux de distorsion M_b à une valeur donnée.

Il faut respecter la relation

$$L_1 \geqq \sqrt{\frac{\rho'^2}{(M_b^2 - 1)\,\omega_b^2}}$$

relation que l'on peut représenter sous la forme

$$L_1 \geqq \frac{\rho'}{\omega_b \sqrt{M_b^2 - 1}}$$

Remarques :

1) L'inductance primaire doit être d'autant plus élevée que la fréquence limite inférieure est basse.

2) Dans le cas de triodes, la faible résistance interne réduit la distorsion aux fréquences basses.

b) Cas des fréquences élevées.

La réactance de self primaire étant très importante peut être négligée. Le circuit équivalent est donné par la figure 391.

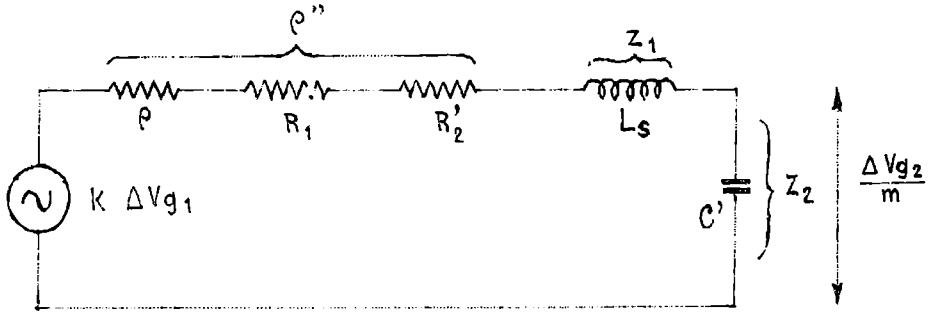


Fig. 391

Le coefficient de self de dispersion est $L_s = (\sigma_1 + \sigma_2) L_1$

Appelons $Z_1 = j L_s \omega$ $\qquad Z_2 = \frac{I}{j C' \omega}$

et $\rho'' = \rho + R_1 + R'_2$

le courant dans le circuit est :

$$I = \frac{K \Delta V_{g_1}}{\rho'' + Z_1 + Z_2}$$

La tension aux bornes de Z_2 est :

$$\frac{\Delta V_{g_2}}{m} = \frac{K \Delta V_{g_1} Z_2}{\rho'' + Z_1 + Z_2}$$

d'où l'on tire le gain

$$G = \frac{m K Z_2}{\rho'' + Z_1 + Z_2}$$

soit :

$$G = \frac{m\,k}{1 + \frac{Z_1}{Z_2} + \frac{\rho''}{Z_2}}$$

En remplaçant Z_1 et Z_2 par leur valeur :

$$G = \frac{m\,k}{1 - L_s\,C'\omega^2 + j\,\rho''C'\omega}$$

soit en module

$$G = \frac{m\,k}{\sqrt{(1 - L_s\,C'\omega^2)^2 + (\rho''C'\omega)^2}}$$

L'expression du gain comporte une partie réelle qui peut s'annuler lorsque

$$L_s\,C'\,\omega_2^2 = 1$$

c'est à dire pour une pulsation de résonance :

$$\omega_2 = \frac{1}{\sqrt{L_s\,C'}}$$

Le gain est alors :

$$G_2 = \frac{m\,k}{j\,\rho''C'\omega_2}$$

L'opérateur j indique un déphasage de $\frac{\pi}{2}$

A cette deuxième résonance le tube fonctionne sensiblement en court circuit. Si nous introduisons le coefficient de surtension du circuit $L_s\,\rho''\,C'$ à la pulsation ω_2

$$Q_2 = \frac{1}{\rho''\,C'\omega_2}$$

on obtient :

$$G_2 = m\,k\,Q_2$$

Le gain à la deuxième résonance est donc Q_2 fois plus élevé qu'à la première résonance et

$$G_2 > G_1 \qquad \text{si } Q_2 > 1$$

- Le gain G_2 n'est cependant pas le gain maximum dans la plage de fréquences élevées. Le gain passe par un maximum lorsque le dénominateur est minimum. Il faut pour cela que la dérivée de l'expression sous le signe $\sqrt{\ }$ soit nulle. La première partie de cette

expression est de la forme U^n , la dérivée est donc :

$$n U^{n-1} \frac{du}{dx}$$

Reprenons l'expression sous le radical

$$(1 - L_s \; C' \; \omega^2 \;)^2 \; + \; \omega^2 \left(\rho'' C'\right)^2$$

Annulons sa dérivée

$$2 \; (1 - L_s \; C' \omega^2) \; (- 2 \; L_s \; C' \omega \;) + 2 \omega \; \rho''^2 \; C'^2 = 0$$

d'où l'on tire

$$\omega^2_{max} = \frac{1}{L_s \; C'} - \frac{\rho''^2}{2 \; L_s^2}$$

soit

$$\omega^2_{max} = \frac{1}{L_s \; C'} \left(1 - \frac{\rho''^2 \; C'}{2 \; L_s}\right)$$

$$= \omega_2^2 \left(1 - \frac{\rho''^2 \; C'}{2 \; L_s}\right)$$

Mais

$$\frac{\rho''^2 C'}{L_s} = \frac{1}{Q_2^2}$$

donc

$$\omega^2_{max} = \omega_2^2 \left(1 - \frac{1}{2 \; Q_2^2}\right)$$

Ainsi

$$\omega_{max} < \omega_2$$

En introduisant ω_{max} dans l'expression générale du gain, on obtient après calcul :

$$G_{max} = \frac{m \, k}{\sqrt{\frac{1}{Q_2^2} - \frac{1}{4 \, Q_2^4}}}$$

$$G_{max} = \frac{m k \; Q_2}{\sqrt{1 - \frac{1}{4 \; Q_2^2}}}$$

c'est à dire :

$$G_{max} = \frac{G_2}{\sqrt{1 - \frac{1}{4 \; Q_2^2}}}$$

Ainsi G_{max} diffère d'autant plus de G_2 que Q_2 est faible, il en est de même de ω_{max} par rapport à ω^2

Ainsi :

avec $Q_2 = 1$ $G_{max} = 1,15\ G_2$ et $\omega_{max} = 0,707\ \omega_2$

avec $Q_2 = 2$ $G_{max} = 1,03\ G_2$ et $\omega_{max} = 0,935\ \omega_2$

- La courbe résultante du gain et la courbe de déphasage sont données par la figure 392.

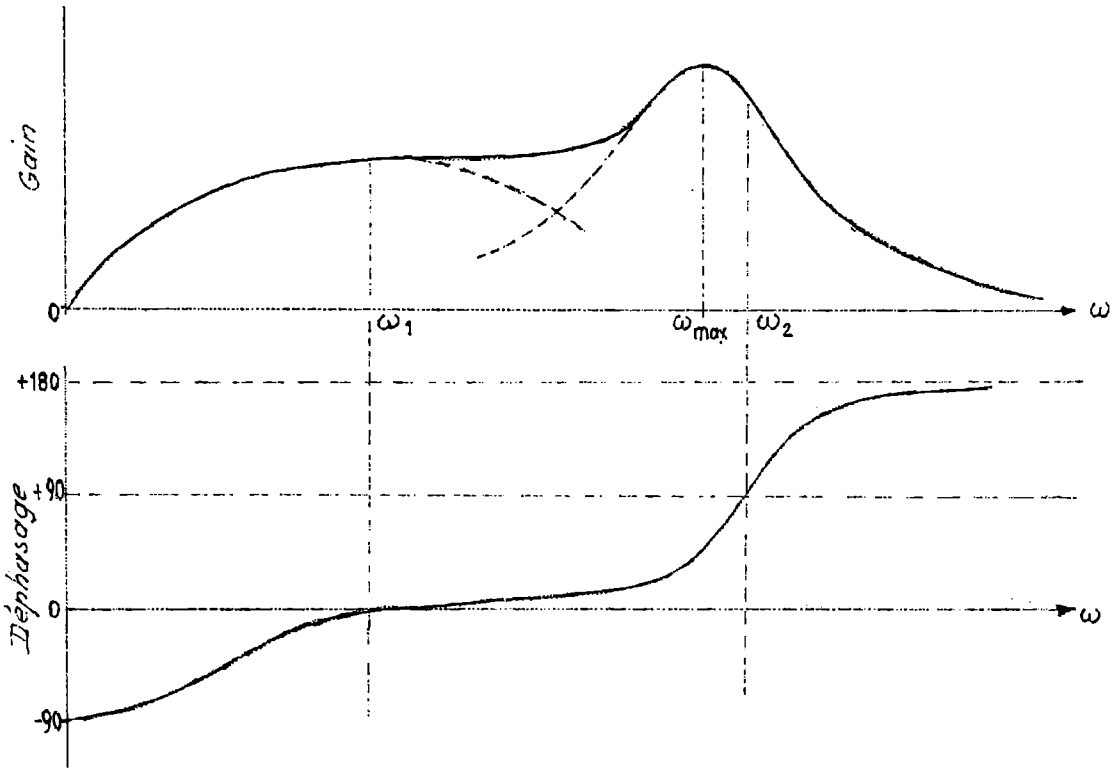


Fig. 392

On note que :

- La courbe du gain présente un palier après la première résonance dû à la combinaison des deux courbes de résonances.

- Le déphasage passe par 0 à ω_1 et 90º à ω_2 en dessous de ω_1 il tend vers - 90º; au-dessus de ω_2 il tend vers 180º.

Etudions l'influence du rapport de transformation m sur la courbe de réponse.

Supposons que L_1 L_s et C demeurent constants.

Remplaçons dans les relations précédentes C' par m2 C. Nous obtenons pour la première résonance :

$$G_1 = m\,k$$

et $$\omega_1 = \frac{1}{m\sqrt{L_1 C}}$$

Le gain est donc proportionnel à m et la pulsation inversement proportionnelle à m.

- A la deuxième résonance le gain est sensiblement constant.

La pulsation $\omega_2 = \frac{1}{m\sqrt{L_s C}}$ est inversement proportionnelle à m.

- Le gain maximum se produit à une pulsation

$$\omega_{max} = \sqrt{\frac{1}{m^2 L_s C} - \frac{\rho''^2}{2 L_s^2}} \qquad \omega_{max} = \frac{1}{m}\sqrt{\frac{1}{L_s C} - \frac{m^2 \rho''^2}{2 L_s^2}}$$

On peut constater que ω_{max} diminue plus que ω_2 lorsque m croît.

Lorsque m est faible, ω_{max} est confondu avec ω_2 et la résonance supérieure est importante.

Lorsque m est élevé, le terme sous le radical peut devenir négatif et la valeur ω_{max} n'a plus de sens, le maximum réel correspond alors à la première résonance. Nous avons donné par la figure 393 l'allure de courbes de réponse pour différents rapports en prenant des échelles arbitraires de gain et de fréquences en progression géométrique de raison 2.

Les points de première résonance s'alignent régulièrement sur une droite inclinée, les points de seconde résonance sont régulièrement espacés sur une parallèle à l'axe des abscisses.

Une faible valeur de m donne une bande passante élevée avec une forte résonance aiguë, une valeur de m exagérée donne uni-

quement une résonance basse et une forte distorsion de fréquence.

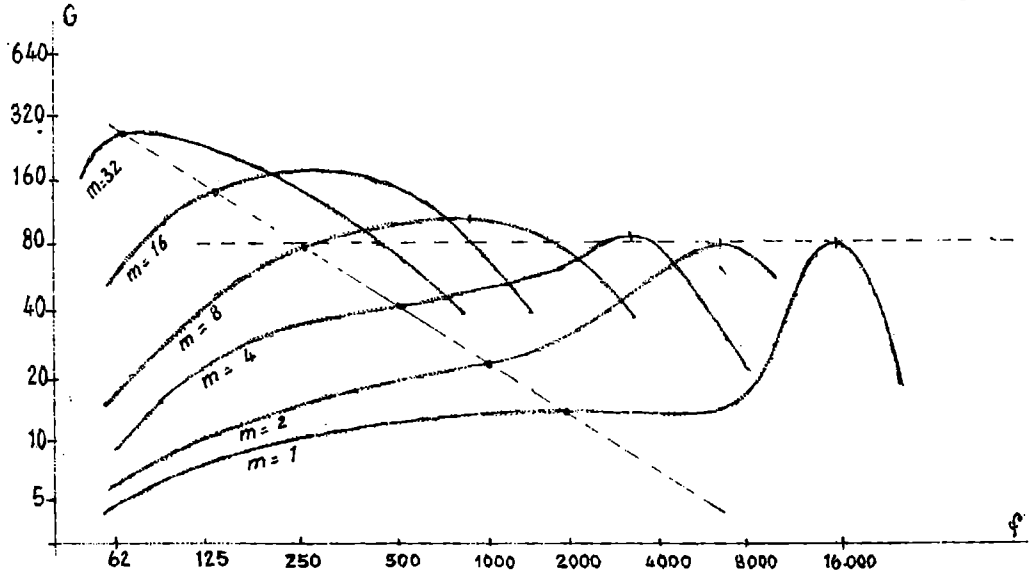


Fig. 393

Remarques.

1) Un shunt à résistances au secondaire réduit la deuxième résonance mais en même temps limite la bande passante aux fréquences élevées (fig.394).

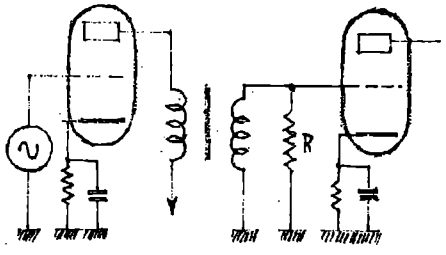


Fig. 394

2) Lorsque le primaire du transformateur ne peut être traversé par la composante continue de plaque, on utilise un branchement parallèle (fig. 395).

Il est possible dans ce cas, d'améliorer la courbe de réponse aux fréquences en situant convenablement la résonance de la capacité de liaison avec l'inductance primaire.

La figure 396 montre trois cas possibles.

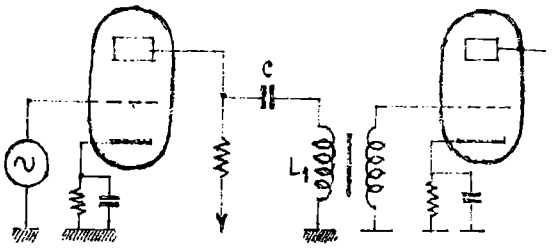


Fig. 395

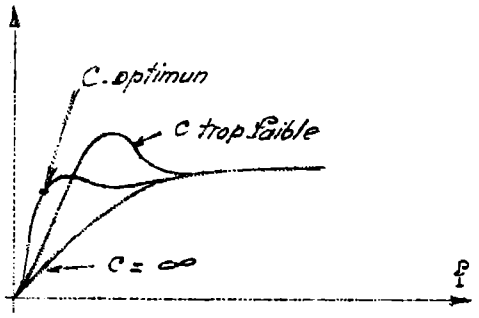


Fig. 396

2,22 Amplificateurs de Puissance

2,221 Amplificateurs à montage simple.

2,221.1 Triode en classe A

Si le point de fonctionnement est pris au milieu de la caractéristique statique dans la zone négative, la caractéristique dynamique de pente plus faible pour une triode est très mal utilisée et l'admission grille est limitée à la moitié du recul de grille statique (fig. 397 a)En déplaçant le point de fonctionnement comme le montre la fig. 397 b, la caractéristique dynamique est utilisée au maximum et l'admission grille augmente.

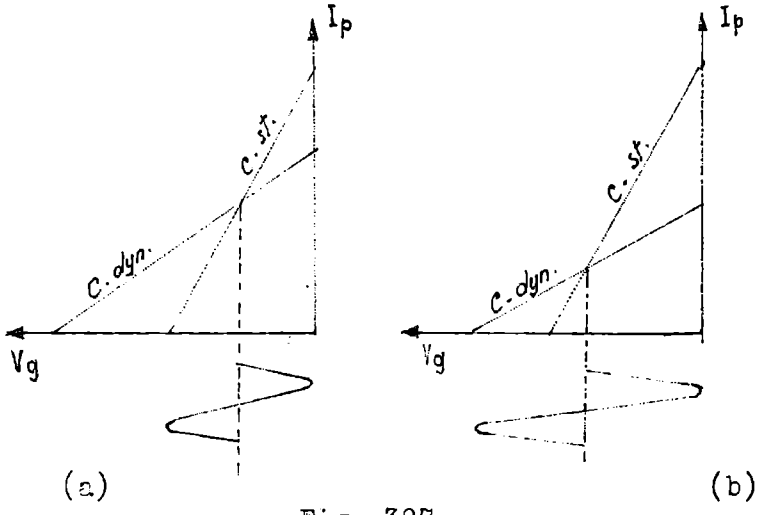


Fig. 397

Conditions de charge optimum

La puissance modulée dans la résistance de charge est :

$$P = \frac{\Delta I_p^2 R}{2}$$

mais

$$\Delta I_p = S' \Delta V_g$$

$$\Delta I_p = \frac{S}{1 + \frac{R}{\rho}} \Delta V_g$$

Ainsi :

$$P = \frac{S^2 \Delta V_g^2 R}{2\left(1 + \frac{R}{\rho}\right)^2}$$

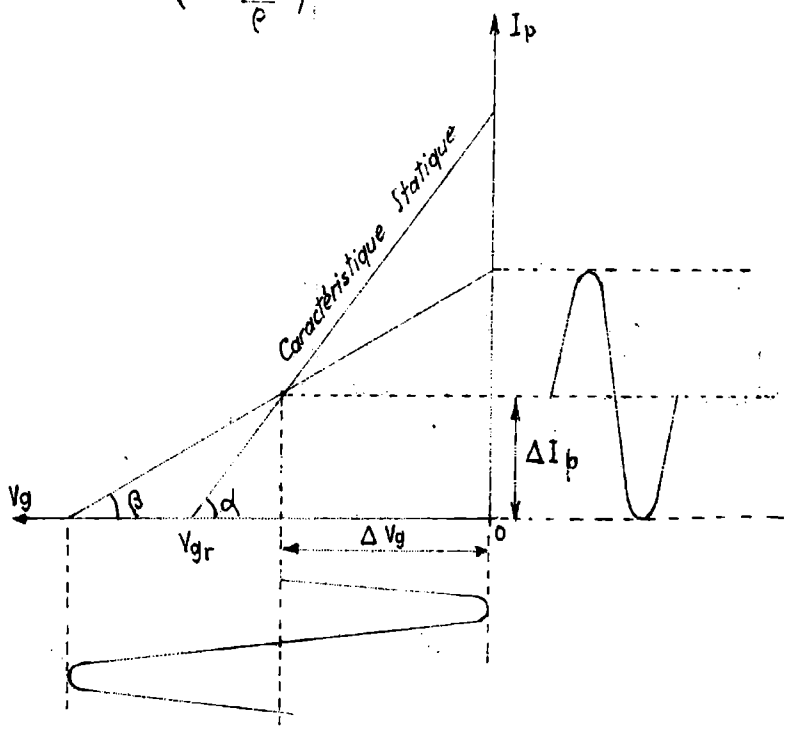


Fig. 398

Pour obtenir les conditions d'admission maximum, exprimons ΔV_g en fonction de la tension de recul V_{gr}

La pente statique est donnée par :

$$tg\,\alpha = S = \frac{\Delta I_p}{V_{gr} - \Delta V_g} \qquad (1)$$

La pente dynamique est :

$$tg\,\beta = S' = \frac{\Delta I_p}{\Delta V_g} = \frac{S}{1+\frac{R}{\rho}}$$

Egalons les valeurs de ΔI_p tirées des relations (1) et (2), il vient :

$$S\left(V_{gr} - \Delta V_g\right) = \frac{S\,\Delta V_g}{1+\frac{R}{\rho}}$$

d'où l'on tire :

$$V_{gr}\left(1+\frac{R}{\rho}\right) = \Delta V_g + \Delta V_g\left(1+\frac{R}{\rho}\right)$$

$$V_{gr}\left(1+\frac{R}{\rho}\right) = \Delta V_g\left(2+\frac{R}{\rho}\right)$$

soit $$\frac{V_{gr}}{2+\frac{R}{\rho}} = \frac{\Delta V_g}{1+\frac{R}{\rho}}$$

La puissance modulée devient ainsi :

$$P = \frac{S^2\,V_{gr}^2}{2\left(2+\frac{\sqrt{R}}{\rho}\right)^2}$$

ce qui peut s'écrire sous la forme

$$P = \frac{S^2\,V_{gr}^2}{2\left(\frac{2}{\sqrt{R}}+\frac{\sqrt{R}}{\rho}\right)^2}$$

Or le dénominateur comporte la somme de 2 termes dont le produit $\frac{2}{\rho}$ = cte, donc il est minimum lorsque :

$$\frac{2}{\sqrt{R}} = \frac{\sqrt{R}}{\rho} \qquad \text{soit} \qquad \boxed{R = 2\rho}$$

c'est la condition de charge optimum donnant la puissance max.

$$P_{max} = \frac{V_{gr}^2\,S^2\,\rho}{16}$$

soit $$\boxed{P_{max} = \frac{V_{gr}^2\,K_s}{16}}$$

La pente dynamique est alors $$\boxed{S' = \frac{S}{3}}$$

Calculons la polarisation. Nous avons $Vg_0 = \Delta Vg$ pour l'admission maximum. Donc :

$$Vg_r \left(1 + \frac{R}{\rho}\right) = Vg_0 \left(2 + \frac{R}{\rho}\right)$$

$$3\ Vg_r = 4\ Vg_0$$

$$\boxed{Vg_0 = \frac{3}{4}\ Vg_r}$$

Remarque :

Si la résistance de charge est plus élevée que la charge optimum $R = 2\rho$, il y a diminution de puissance et une partie de la caractéristique dynamique n'est pas utilisée. Si la résistance de charge est plus petite que 2ρ, il se produit une distorsion importante par coupure des crêtes négatives (fig. 399).

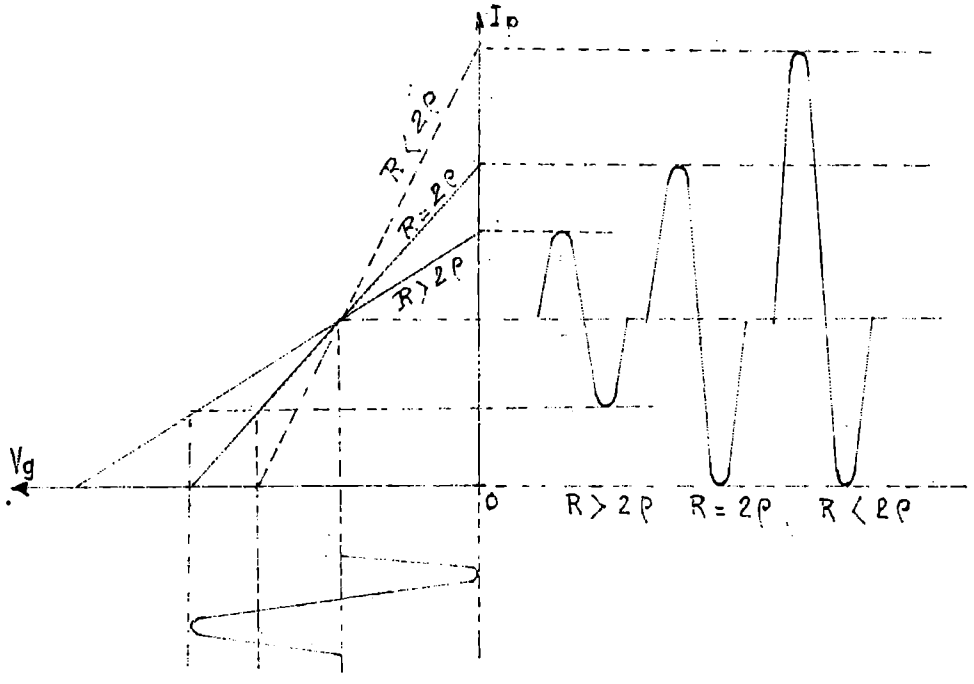


fig. 399

Comme en basse fréquence la charge peut varier, on prend donc en pratique une charge $R = 3$ à $4\ \rho$ de telle façon que l'impédance puisse baisser jusqu'à $2\ \rho$ sans distorsion :

Par exemple : tube 2 A3 $\rho = 800$ charge 2500 Ω

tube 4 D1 $\rho = 670$ charge 2300 Ω

Puissance en caractéristiques linéaires

La puissance maxima peut être déterminée d'après la figure 400 dans le cas de caractéristique linéaire avec la charge optimum $R = 2\rho$

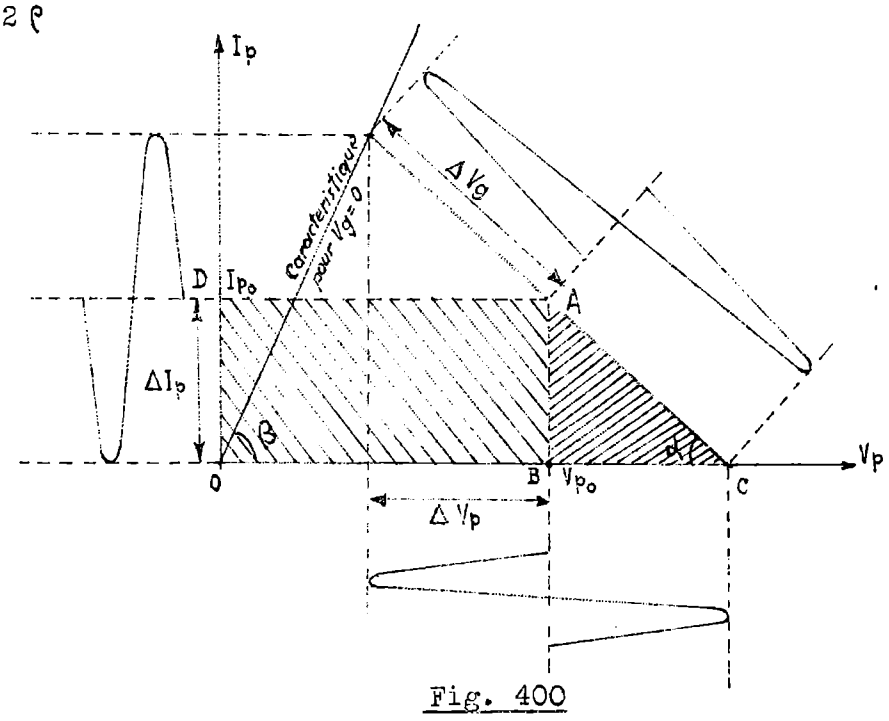


Fig. 400

La puissance modulée est proportionnelle à la surface du triangle A B C. D'autre part, la puissance continue I po x V po dissipée par la lampe est proportionnelle à la surface du rectangle ABOD.

Le rapport des surfaces donne le rendement $\eta = 0,25$

On a également $\eta = f\xi$ avec

$f = 0,5$ en classe A et $\xi = 0,5$ dans le cas présent.

Une suradaptation du tube triode réduit légèrement la puissance modulée, mais par contre augmente le rendement. Nous avons ainsi :

R	: $P = \frac{V_{gr}^2 R}{2} \times \frac{k^2}{(2\rho + R)^2}$	$\eta = \frac{0,5}{1 + \frac{2\rho}{R}}$
ρ	$P = \frac{V_{gr}^2 \; k S}{18}$	$\eta = 0,166$
2ρ	$P_{max} = \frac{V_{gr}^2 \; k S}{16}$	$\eta = 0,25$
3ρ	$P = \frac{V_{gr}^2 \; k S}{16,66}$	$\eta = 0,30$
4ρ	$P = \frac{V_{gr}^2 \; k S}{18}$	$\eta = 0,33$
5ρ	$P = \frac{V_{gr}^2 \; k S}{19,6}$	$\eta = 0,35$

Puissance en caractéristiques réelles.

En caractéristiques réelles, le point de repos n'est pas au milieu de la partie utile de la droite de charge. La puissance peut se calculer par :

$$P_{modulée} = \frac{(V_{pmax} - V_{pmin})\,(I_{pmax} - I_{pmin})}{8}$$

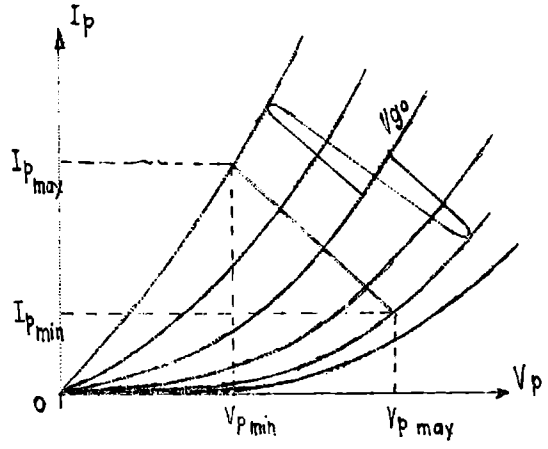


Fig. 401

Exemple d'utilisation de lampes triodes de puissance.

Tube 2 A 3

$\rho = 800\ \Omega$

Charge optimum 2.500
Ipo = 60 mA
Vpo = 250 volts
Dissipation anodique 60 x 250 x 10 = 15 watts
$\eta = 0,3$ puissance modulée max = 15 x 0,3 = 4,5 w
Utilisation normale avec distorsion harmonique 5 %
P = 3,5 watts modulés.

Tube A D I

$\rho = 670\ \Omega$
Charge optimum 2.300 Ω
Ipo = 60 mA
Vpo = 250 volts
Dissipation anodique 60 x 250 x 10^{-3} = 15 watts
$\eta = 0,32$ puissance modulée max 15 x 0,32 = 4,75 w
Utilisation normale avec distorsion harmonique 5 %
P = 4,2 watts modulés.

2,221.2 Pentodes et tétrodes en classe A.

Rappelons que dans le cas des lampes pentodes et tétrodes la résistance interne élevée donne des caractéristiques dynamiques très peu différentes des caractéristiques statiques. L'admission maximum de grille est donc la même en régime statique et en régime dynamique, elle est donnée en amplitude par la mi-valeur de la tension de recul de grille V_{gr}

La figure 402 résume le fonctionnement dans le cas présent. L'intersection de la droite de charge avec la courbe pour Vg = 0 se fait pour une tension plaque très faible, de ce fait le facteur d'utilisation de tension est $\xi = \frac{\Delta V_p}{V_{p_0}} \# 1$

et le rendement devient :

$$\eta \# 0,5$$

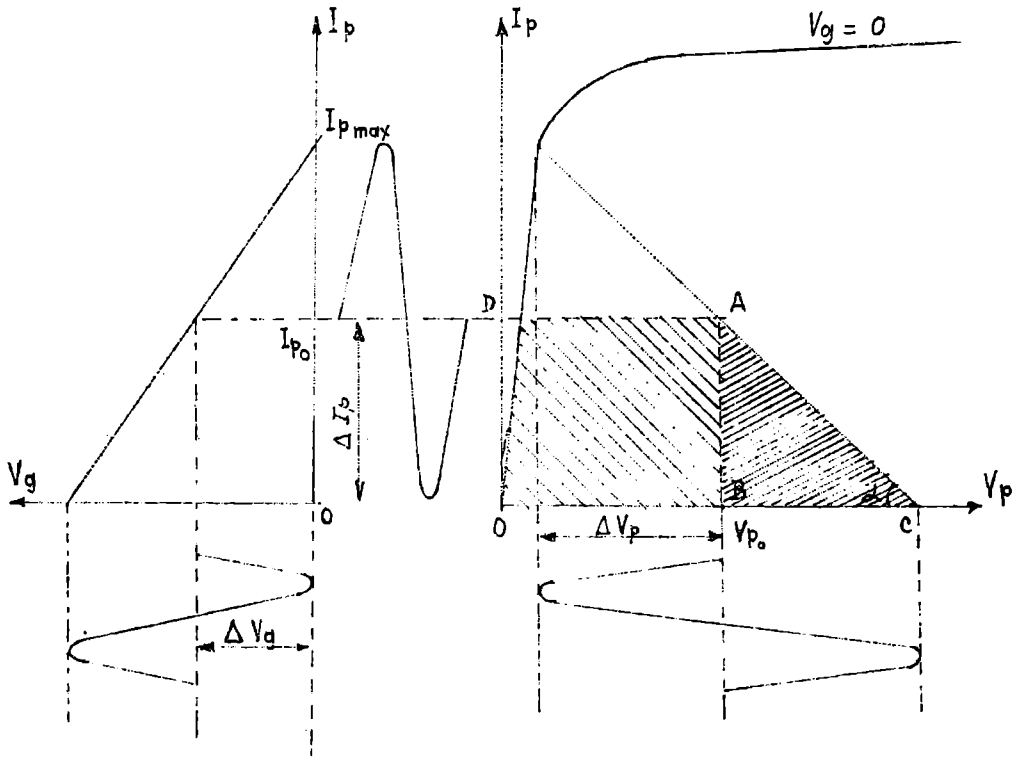


Fig. 402

En effet, la puissance modulée donnée par la surface du triangle A B C est contenue environ deux fois dans la surface A B O D correspondant à la puissance continue dissipée.

Dans ce cas on a donc en résumé:

- puissance modulée

$$P = \frac{1}{2} I_{p_o} \Delta V_p$$

$$P \approx \frac{1}{2} I_{p_o} V_{p_o}$$

soit $$P \approx \frac{I_{p\,max} V_{p_o}}{4}$$

- puissance dissipée = Ipo Vpo

$$= \frac{Ip\ max\ Vpo}{2}$$

- résistance de charge

$$R = \frac{1}{tg\,\alpha}$$

$$R = \frac{\Delta V_p}{I_{po}}$$

soit approximativement

$$R \approx \frac{V_{po}}{I_{po}} = \frac{2\,V_{po}}{I_{p\,max}}$$

Remarques :

1) Exemple d'utilisation:

tube E L 3 : Vpo = 250 volts Ipo = 36 mA

résistance de charge optimum $R = \frac{250}{36} \approx 7\ k\Omega$

puissance dissipée 250 x 36 x 10 = 9 watts
puissance modulée 9 x 0,5 = 4,5 watts

2) Les lampes pentodes et tétrodes présentent divers avantages:

- le rendement est meilleur que celui des triodes ,
- le coefficient d'amplification élevé permet, à puissance égale, d'utiliser des tensions d'attaque plus faibles que pour les triodes.

Par contre, la distorsion harmonique est plus importante.

2,222 Amplificateurs de puissance symétrique.

2,222.1 Circuits d'équilibrage.

Le minimum de distorsion harmonique est obtenu lorsque le montage est parfaitement symétrique. Comme en basse fréquence la question distorsion est extrêmement importante on prévoit généralement des systèmes de règlage et de contrôle d'équilibrage.

L'équilibrage de l'amplificateur est obtenu :

a) lorsque les tensions alternatives appliquées aux grilles sont rigoureusement égales et en opposition de phase. Cette condition ne dépend que du circuit d'entrée donc de la symétrie du transformateur.

b) lorsque les deux lampes fonctionnent d'une façon parfaitement symétrique.

Pour cette dernière condition les lampes doivent être le plus possible semblables et les polarisations individuelles doivent être réglées pour obtenir des courants moyens de plaque égaux. Le contrôle peut se faire par deux milliampéremètres intercalés dans les circuits plaques des deux lampes.

On utilise souvent un milliampéremètre branché comme le montre la figure 403.

Les deux enroulements primaires du transformateur de sortie sont indépendants, deux résistances égales sont intercalées sur les retours à la haute tension. Un milliampéremètre est monté en pont sur les résistances. Pour un équilibrage parfait les deux chutes de tension sont égales et en opposition et le milliampéremètre reste au zéro.

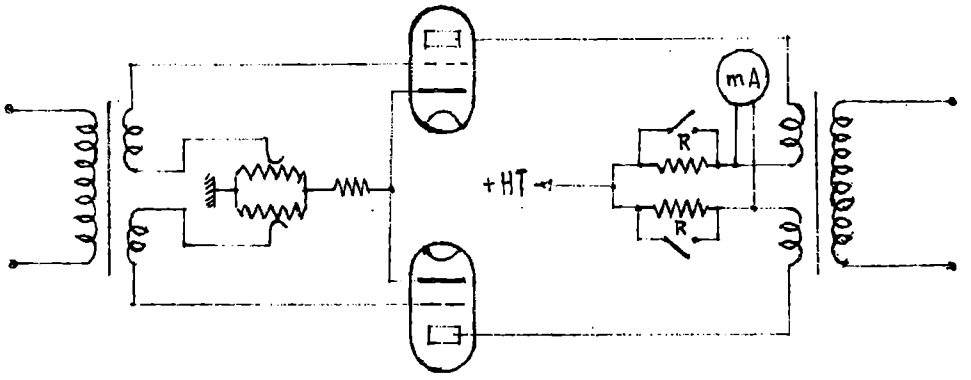


Fig. 403

Deux boutons poussoirs permettent de court-circuiter séparément les résistances et ainsi de mesurer les débits plaques;pour cette raison le milliampéremètre est à zéro central.

Le règlage d'équilibrage se fait par les polarisations de grille. Dans le circuit de polarisation est intercalé un potentiomètre et une résistance à point milieu branchés en parallèle. La grille reliée au curseur peut ainsi être plus ou moins négative que l'autre grille reliée au point milieu.

Cette solution nécessite un transformateur d'entrée à secondaires indépendants.

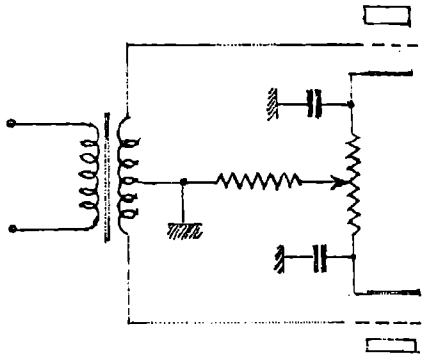


Fig. 404

Une autre solution utilisable avec un secondaire unique à point milieu est représentée sur la figure 404.

Le règlage est obtenu par un petit potentiomètre ajustable du type loto, placé dans les cathodes. Dans ce cas il est prudent de prévoir un découplage des cathodes car la recherche de la symétrie peut introduire une disymétrie des résistances de cathode.

2,222.2 Circuits déphaseurs.

L'attaque symétrique peut être obtenue d'une façon plus économique par des montages sans transformateur. Ceux-ci exigent une lampe supplémentaire, en outre, ils ne peuvent être utilisés que si l'étage de puissance fonctionne sans courant grille (par exemple classe A B I). En effet, les résistances de fuite de grilles de forte valeur produiraient une forte surpolarisation lors du passage du courant grille, cet inconvénient n'existe pas dans le cas de transformateur d'entrée.

Montage à lampe déphaseuse (fig. 405)

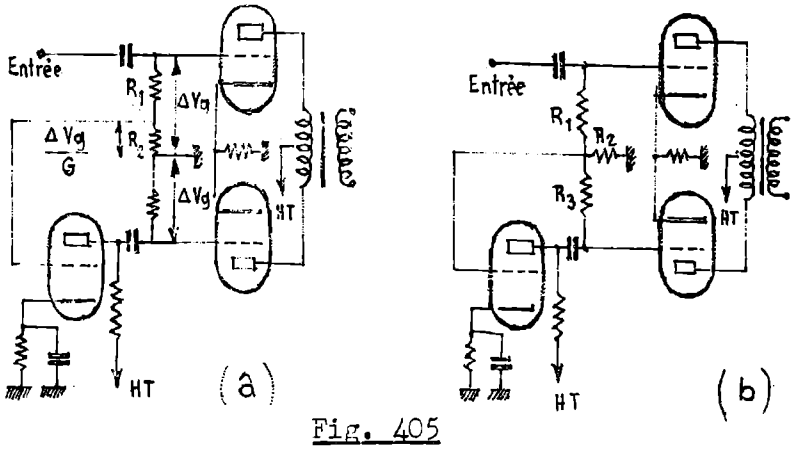


Fig. 405

L'une des lampes de l'étage push-pull est attaquée directement, l'autre par l'intermédiaire d'une lampe dite déphaseuse, il en résulte une inversion de phase et une amplification avec un gain G que l'on compense en ne prélevant qu'une fraction $\frac{\Delta V_g}{G}$ de la tension appliquée à la première lampe. Fig.a. Ainsi les résistances R_1 et R_2 doivent satisfaires à 2 conditions:

$$R_1 + R_2 < R \text{ fuite maximum admissible}$$

$$\text{et } \frac{R_1 + R_2}{R_2} = G \quad \text{c'est à dire } R_2 = \frac{R_1}{G - 1}$$

La stabilité peut être augmentée en appliquant une contre réaction en tension sur l'étage déphaseur (fig.b). Il faut dans ce cas :

$$R_1 + R_2 < R \text{ fuite maximum}$$
$$R_3 + R_2 < R \text{ fuite maximum}$$
$$\text{et } R_2 = \frac{R_1}{G'-1} \quad \text{avec } G' = \frac{G}{1 + G\beta} \quad \text{et } \beta = \frac{R_2}{R_2 + R_3}$$

Les résistances R_2 et R_3 doivent en outre être suffisamment élevées par rapport aux résistances de charge sur lesquelles elles sont branchées pour ne pas réduire le gain.

Montage cathodyne (fig.406)

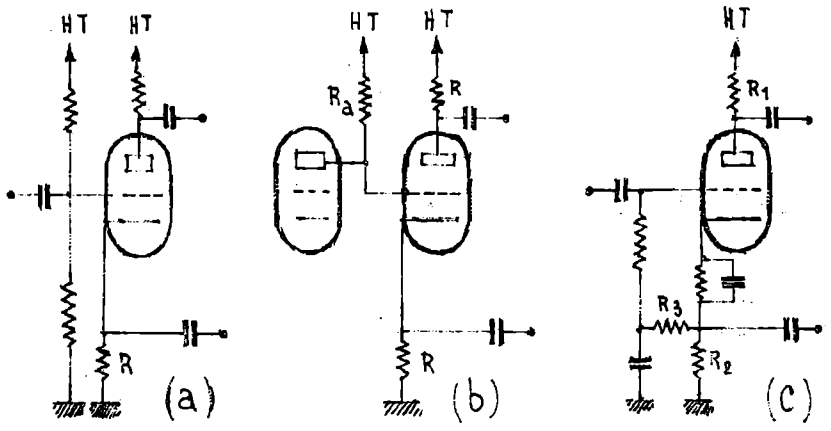


Fig. 406

Le principe consiste à charger un tube triode également sur l'anode et le cathode. Les potentiels d'anode et de cathode sont en opposition de phase et ils peuvent commander les grilles de l'étage push-pull. Ce montage donne une bonne stabilité car une modification du gain du tube ne produit aucun déséquilibrage.

La figure (a) donne le schéma le plus simple. La charge cathodique produit de la contre réaction ce qui réduit la distorsion mais le tube n'amplifie pas. Le potentiel continu de cathode V_K est trop élevé pour la polarisation du tube. La grille est alors portée à un potentiel positif Vg par rapport à la masse de telle sorte que:

$$Vk - Vg = \text{polarisation normale.}$$

Lorsque le potentiel continu d'anode du tube précédent est égal à Vg du déphaseur on peut réaliser une liaison directe anode-grille comme sur la fig.(b). Cette disposition présente de grands avantages au point de vue distorsions et transmission de régime transitoires. La figure (c) donne un montage cathodyne sans contre-réaction, ainsi le tube déphaseur amplifie. La tension de contrôle est appliquée entre grille et cathode par l'intermédiaire d'une résistance R_3. Une résistance shuntée dans la cathode assure la polarisation. Pour que les résistances de charge anodique et cathodique soient égales, il faut que :

$$R_1 = \frac{R_2 R_3}{R_2 + R_3}$$

2,222.3 Push-pull classe A.

Le montage push-pull de puissance en classe A n'est pratiquement pas utilisé. Il est cependant utile, à titre comparatif par rapport aux autres classes, d'en faire l'étude théorique en caractéristiques linéaires.

Le fonctionnement peut être étudié sur la figure 407.

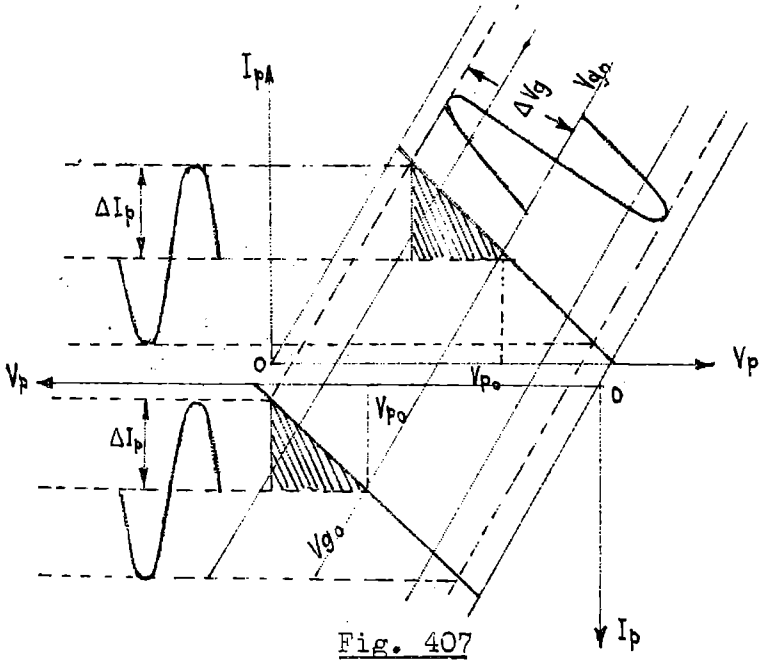


Fig. 407

Les deux lampes fonctionnent simultanément, chacune amplifiant sans distorsion. La puissance alternative est ainsi la somme des puissances des deux lampes, c'est à dire la somme des surfaces hachurées. Ce rendement est le même que pour les tubes simples.

Chaque lampe doit être chargée par une résistance R dont la valeur optimum a été déterminée précédemment.

Ce montage symétrique classe A peut être représenté par le schéma équivalent 408 a, lequel peut se transformer en schéma 408 b. Le transformateur de sortie de l'étage doit donc donner au primaire une impédance plaque à plaque $R_{pp} = 2\ R$.

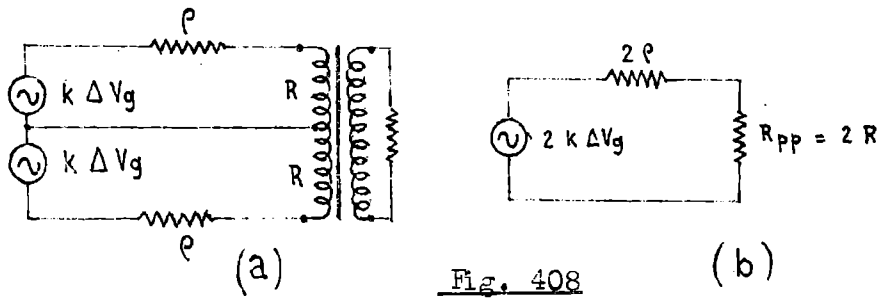


Fig. 408

R étant la résistance de charge pour un tube en classe A (3 à 4 ρ dans le cas de triodes et $\frac{V_{p_o}}{I_{p_o}}$ dans le cas de pentodes).

2,222.4 Push-pull classe B.

Le fonctionnement en caractéristiques linéaires peut être étudié sur la fig. 409.

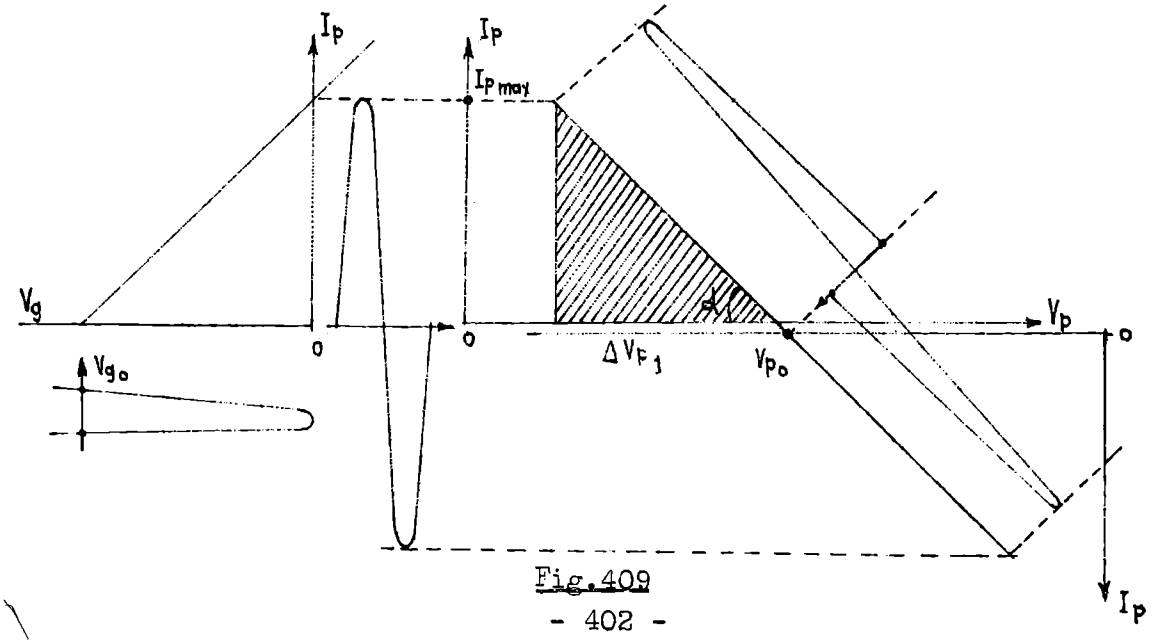


Fig.409

Chaque tube amplifie une demi-période. Comme nous l'avons montré les harmoniques pairs se neutralisent en montage symétrique et seul le terme fondamental est amplifié. Pour une demi-sinusoïde les composants sont :

courant moyen $I_{p_0} = \frac{2\, I_{p\,max}}{\pi}$

courant fondamental $\Delta I_{p_1} = \frac{I_{p\,max}}{2}$

Si R est la résistance de charge de chaque tube nous avons aux bornes

$$\Delta V_{p_1} = R\, \Delta I_{p_1} = \frac{R\, I_{p\,max}}{2}$$

On peut obtenir directement la valeur ΔV_{p_1} en traçant une caractéristique dynamique appelée diagramme de Kellog.

On a : $\frac{I_{p\,max}}{\Delta V_{p_1}} = \frac{2}{R}$

On peut donc tracer une droite de charge donnant directement ΔV_{p_1} en traçant une droite à partir de V_{p_0} avec une inclinaison définie par $tg\, \alpha = \frac{2}{R}$

La puissance modulée totale est :

$$P = 2 \times \frac{\Delta I_{p_1}\, \Delta V_{p_1}}{2} = \frac{I_{p\,max}\, \Delta V_{p_1}}{2}$$

c'est la surface hachurée de la figure 409.

Le rendement varie de 39 % pour les triodes sans courant grille à 78 % pour les triodes avec courant grille ou les pentodes.

La résistance interne apparente de chaque tube est 2 ρ car pour le terme fondamental l'intensité est divisée par deux:

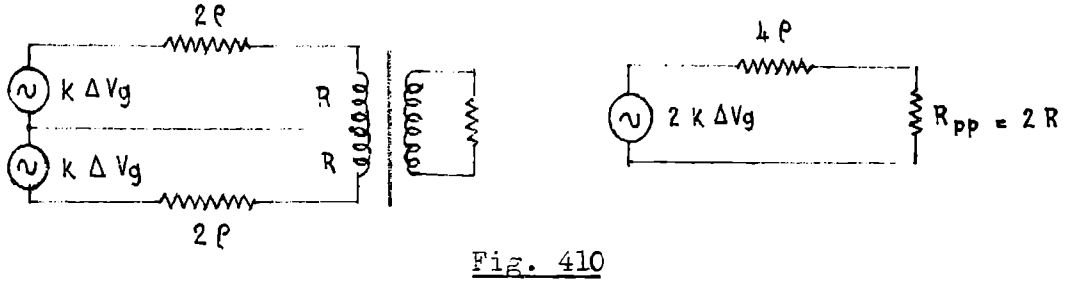


Fig. 410

Chaque tube est chargé par :

$$R = \frac{\Delta V_{p_1}}{\Delta I_{p_1}} = \frac{2\, \Delta V_{p_1}}{I_{p\,max}}$$

La résistance de charge plaque à plaque est alors :

$$R_{pp} = \frac{4\,\Delta V_{p_1}}{I_{p\,max}}.$$

Dans le cas de triode avec courant grille ou de pentode:

$$\Delta V_{p_1} \# V_{p_0} \quad \text{et} \quad R_{pp} = \frac{4\,V_{p_0}}{I_{p\,max}}$$

Remarques : En caractéristiques réelles le point de polarisation est donné par le prolongement de la partie droite de la caractéristique de plaques (figure 411).

Le courant moyen dépend de l'amplitude de la modulation :

$$I_{p_0} = \frac{2\,I_{p\,max}}{\pi}$$

on ne peut donc utiliser la polarisation par résistance cathodique, il faut absolument assurer une polarisation fixe.

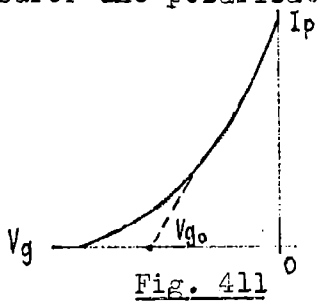


Fig. 411

La classe B est souvent utilisée avec courant grille. L'impédance d'entrée des tubes de puissance étant variable du fait de l'apparition du courant grille à certains instants, il importe pour stabiliser le fonctionnement :

- d'utiliser une lampe d'attaque à faible résistance interne capable de fournir la puissance de contrôle (étage driver)

- de prendre un transformateur de liaison abaisseur (de 1/0,3 à 1/0,6)

2,222.5 Push-pull classe AB

La symétrie du montage neutralisant les harmoniques pairs permet de choisir un point de fonctionnement en classe AB de préférence à la classe A sans augmentation notable de distorsion. Cette solution adoptée généralement pour les moyennes puissances présente plusieurs avantages:

- plus grande admission grille donc augmentation de puissance,
- diminution du courant moyen de plaque et ainsi augmentation du rendement qui se situe entre les valeurs obtenues pour les classes A et B.

$$50\,\% < \eta < 78\,\% \text{ pour les pentodes}$$

$$25\,\% < \eta < 39\,\% \text{ pour les triodes}$$

Il faut remarquer en outre que la classe A peut occasionner des distorsions aux fortes amplitudes (courbure et courant grille) et la classe B aux faibles amplitudes (travail en zone de courbure). La classe AB permet une marge d'utilisation plus grande.

Par contre le courant plaque moyen de chaque tube varie légèrement suivant l'oscillation grille mais il est cependant possible d'utiliser une polarisation automatique. Une polarisation fixe permet d'obtenir une plus grande puissance mais avec une qualité moindre.

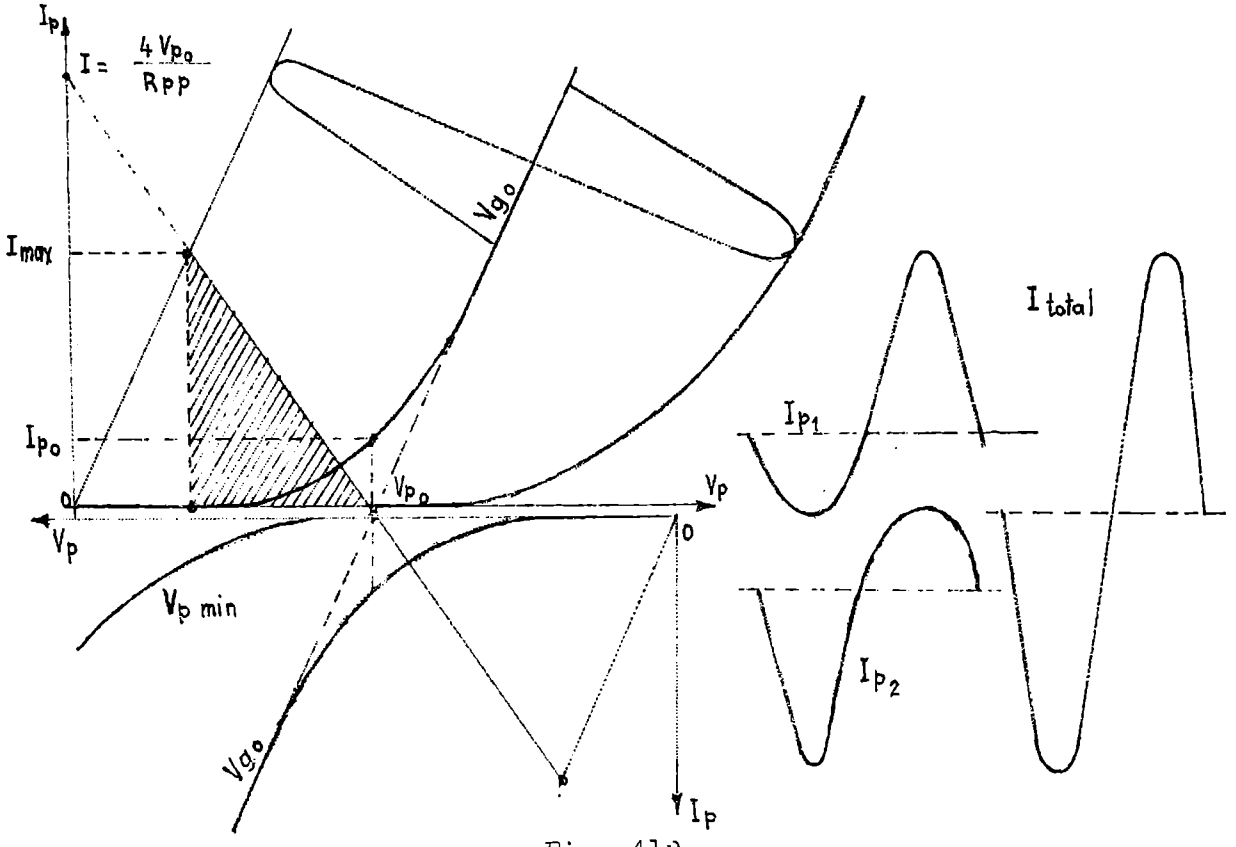


Fig. 412

Le fonctionnement en classe AB est assez complexe. On peut, lorsque le courant plaque de chaque tube passe par zéro, tracer une droite de charge résultante sur les caractéristiques composées des 2 tubes. On ramène l'étude à un cas de classe B (fig.412).

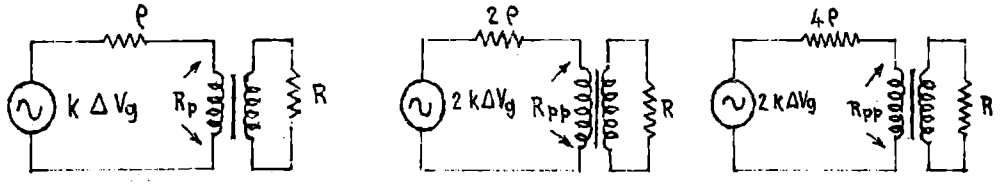
Les deux réseaux de courbes sont placés de telle sorte que les parties droites des caractéristiques pour la polarisation Vgo soient en prolongement.

La droite de charge résultante passe par les 2 points I max pour la crête de Δ Vg et Vpo lorsque Δ Vg s'annule.

La droite de charge aboutit au point $I = \frac{4 V_{p_o}}{R_{pp}}$ lorsque Vp = o. Dans le cas de tubes pentodes I $\neq$ I max. La puissance modulée est donnée par la surface du triangle hachurée.

2,223 Transformateur de sortie

L'étage de sortie d'un amplificateur de puissance est équivalent à l'un des trois circuits donnés par la figure 413.



1 tube classe A push-pull classe A push-pull classe B

Fig. 413

L'étude générale du circuit de sortie peut être faite en considérant le schéma de la figure 414.

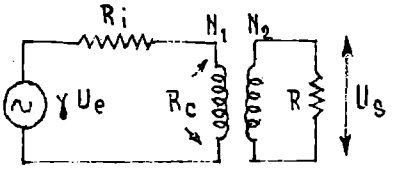


Fig. 414

Les valeurs γ Ri et Rc étant données par le tableau suivant :

	1 tube classe A	push-pull classe A	push-pull classe B
γ	k	2 k	2 k
Ri	ρ	2 ρ	4 ρ
Rc	R	R pp	R pp

Le rapport de transformation doit être :

$$m = \frac{N_2}{N_1} = \sqrt{\frac{R}{R_c}} \qquad \text{donc: } RC = \frac{R}{m^2}$$

Rapportons les éléments du secondaire au primaire. Dans le cas présent, en raison de la basse impédance du secondaire, nous pouvons négliger les capacités parasites. Nous pourrons de même négliger les résistances des bobinages primaire et secondaire ainsi que la résistance équivalente aux pertes dans le fer.

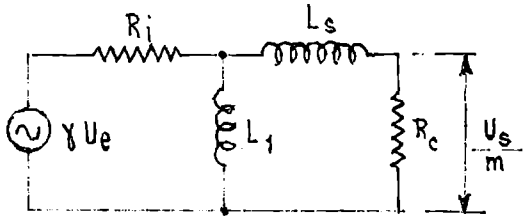


Fig. 415

En appliquant les principes énoncés pour les transformateurs de liaison, on obtient le schéma équivalent de la figure 415.

L'absence de capacité parasite appréciable élimine les résonances basses et élevées du transformateur. La self primaire L_1 et la self de distorsion L_s réduisent le gain aux fréquences basses et élevées et la transmission se fait donc avec une pseudo-résonance aux fréquences moyennes pour lesquelles les selfs L_1 et L_s ont un effet négligeable. On a ainsi :

- aux fréquences moyennes

schéma équivalent : figure 416

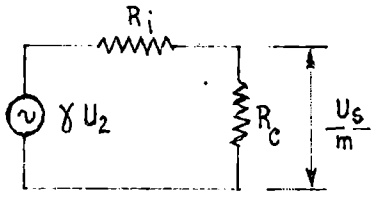


Fig. 416

Les selfs L_1 et L_s sont négligeables. Le gain passe par un maximum de valeur

$$G\ max = \frac{m\gamma}{1 + \frac{R_i}{R_c}}$$

soit en appelant :

$$\frac{R_i}{R_c} = \alpha$$

$$G\ max = \frac{m\gamma}{1+\alpha}$$

- aux fréquences basses : Schéma équivalent : figure 417.

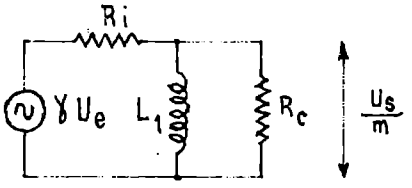


Fig. 417

La self de dispersion est négligeable. On démontre que le gain pour une pulsation ω_b a pour valeur :

$$G_b = \frac{m\gamma}{\sqrt{(1+\alpha)^2 + \left(\frac{R_i}{\omega_b L_1}\right)^2}}$$

avec $\alpha = \frac{R_i}{R_c}$

En prenant comme référence le gain maximum on peut calculer un taux de distorsion de fréquence :

$$M_b = \frac{G_{max}}{G_b} = \sqrt{1 + \left(\frac{R_i}{\omega_b L_1}\right)^2 \frac{1}{(1+\alpha)^2}}$$

En se fixant un taux de distorsion à la pulsation ω_b il faut que la self primaire :

$$\boxed{L_1 \geqslant \frac{R_i}{\omega_b (1+\alpha)\sqrt{M_b^2 - 1}}} \qquad (1)$$

- aux fréquences élevées: schéma équivalent figure 418

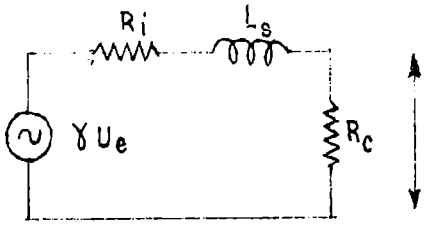


Fig. 418

La self primaire est négligeable. On démontre que le gain pour une pulsation ω_h a pour valeur :

$$G_h = \frac{m\gamma}{\sqrt{(1+\alpha)^2 + \left(\frac{\omega_h L_s}{R_c}\right)^2}}$$

avec : $\alpha = \frac{R_i}{R_c}$

En prenant encore comme référence le gain maximum on a le taux de distorsion de fréquence :

$$M_h = \frac{G_{max}}{G_h} = \sqrt{1 + \left(\frac{\omega_h L_s}{R_c}\right)^2 \frac{1}{(1+\alpha)^2}}$$

d'où l'on tire la self de dispersion admissible :

$$L_s \leqslant \frac{(R_c + R_i)\sqrt{M_h^2 - 1}}{\omega_h} \qquad (2)$$

Dans les formules donnant L_1 et L_s on doit prendre :

	1 tube classe A	push-pull classe A	push-pull classe B
R_c	R	R_{pp}	R_{pp}
R_i	ρ	2ρ	4ρ
α	$\frac{\rho}{R_p}$ (de 0,33 à 0,25 pour les triodes)	$\frac{2\rho}{R_{pp}}$ (de 0,33 à 0,25 pour les triodes)	$\frac{4\rho}{R_{pp}}$

Remarque : Comme nous l'avons déjà montré, on vérifie sur les formules précédentes que, à distorsion égale, les selfs L_1 et L_s sont plus faibles pour une triode que pour une pentode. Ainsi les fréquences basses sont mieux transmises dans le cas de triodes et les fréquences élevées dans le cas de pentodes. Les courbes du gain et de déphasage sont données par la figure 419.

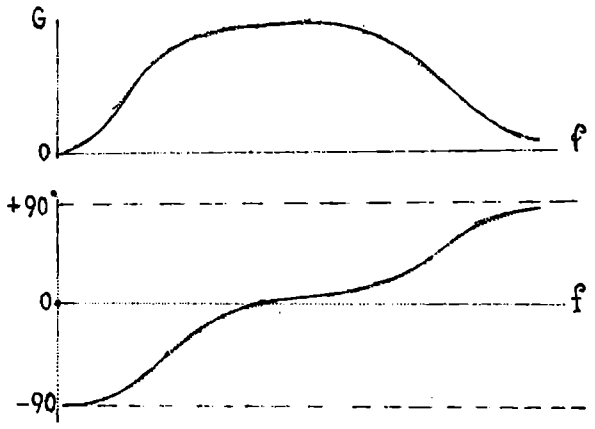


Fig. 419

2,3 AMPLIFICATEURS HAUTE FREQUENCE

2,31 Amplificateurs de tension

2,311 Circuits d'entrée.

Le problème de l'attaque des amplificateurs de tension haute-fréquence, se ramène généralement à l'étude du couplage de l'antenne avec la première lampe amplificatrice.

Sauf cas spéciaux de fonctionnement sur une fréquence fixe pour laquelle le circuit d'entrée est accordé, les antennes doivent être utilisées sur une bande de fréquences, sans que le gain d'entrée varie trop fortement.

Etudions les différents systèmes de couplage d'antenne.

2,311.1 Couplage magnétique.

Nous savons qu'une antenne comporte une capacité Ca et une self.

Dans le cas d'une antenne pour récepteurs de radio diffusion la self est négligeable et la capacité est de l'ordre de 100 pF.

Si dans le cas présent, L_1 est le coefficient de self primaire du bobinage d'entrée, le circuit d'antenne est donc formé uniquement de Ca et L_1 si l'on veut que le gain ne varie pas trop en fonction de la fréquence reçue il faut que la pulsation d'accord du circuit d'antenne

$$\omega_a = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_a}}$$

soit en dehors de la bande de fréquence amplifiée, en-dessous et au-dessus.

Les nombres de spires primaires et secondaires peuvent être dans la proportion :

$$N_1 > 3 N_2 \quad \text{ou} \quad N_1 < \frac{N_2}{3}$$

On prend généralement la première solution pour les gammes Petites ondes courtes et la deuxième pour la gamme Grandes ondes, ce qui permet, dans certains cas, d'utiliser la même self pour les gammes P O et G O.

Le circuit secondaire est constamment réglé à la résonance par un condensateur variable. Le coefficient de surtension de ce circuit $Q = \frac{L_2 \omega}{R_2}$ peut être supposé constant dans les limites d'emploi.

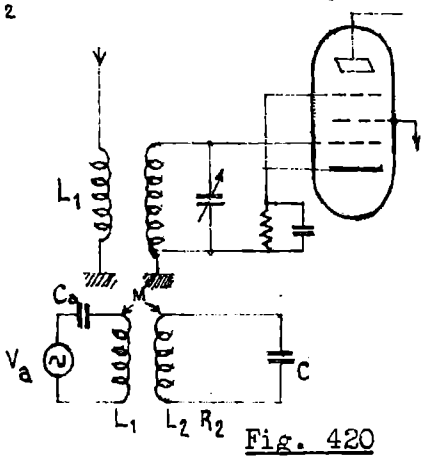


Fig. 420

Le gain à la pulsation ω est donné :

lorsque $L_1 > L_2$ par $G = \frac{M}{L_1} Q \frac{\omega^2}{(\omega^2 - \omega_a^2)}$

et lorsque $L_1 < L_2$ $G = \frac{M}{L_1} Q \frac{\omega^2}{(\omega_a^2 - \omega^2)}$

En appliquant ces relations on constate que G varie avec ω mais d'une façon moins sensible lorsque $L_1 > L_2$

Le couplage magnétique permet d'utiliser une antenne symétrique avec un feeder à basse impédance.

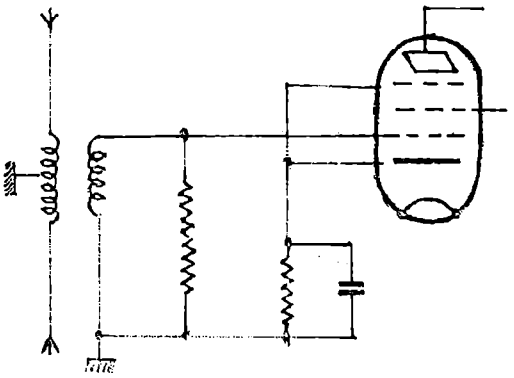


Fig. 421

Ce montage est utilisé, en particulier pour la réception de télévision, le condensateur d'accord du circuit grille est formé des capacités parasites et de la capacité d'entrée de la lampe.

Une résistance relativement faible, amortit la self d'accord afin d'étaler la bande passante (fig.421), la faible résistance d'entrée des lampes amplificatrices en C C amortit également le circuit.

2,311.2 Couplage capacitif en tête.

La capacité γ qui comporte la capacité propre de l'antenne assure le couplage (fig.422).

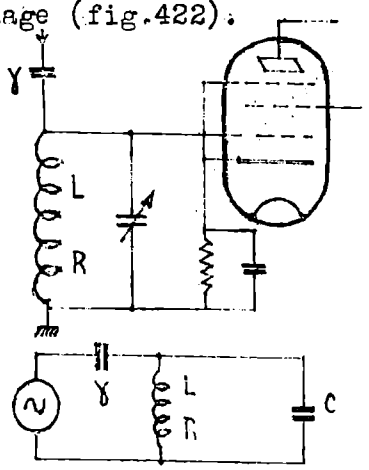


Fig. 422

Le coefficient de surtension du circuit grille $Q = \frac{L\omega}{R}$ est également constant dans la bande de fréquences amplifiées.

Le gain d'entrée est : $G = Q \dfrac{\gamma}{C + \gamma}$

Comme C croît lorsque la fréquence diminue le gain diminue donc avec la fréquence.

2,311.3 Couplage capacitif à la base.

ou couplage Hazeltine (figure 423)

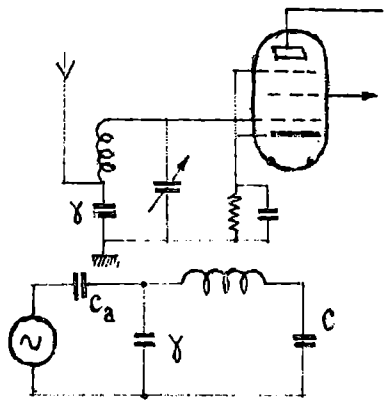


Fig. 423

La capacité de couplage γ est de forte valeur devant C.

Le gain d'entrée est : $G = Q \dfrac{C_a}{C_a + \gamma}$

Dans ce cas, le gain est constant tant que le coefficient de surtension est lui-même constant.

2,311.4 Couplage inductif à la base (figure 424)

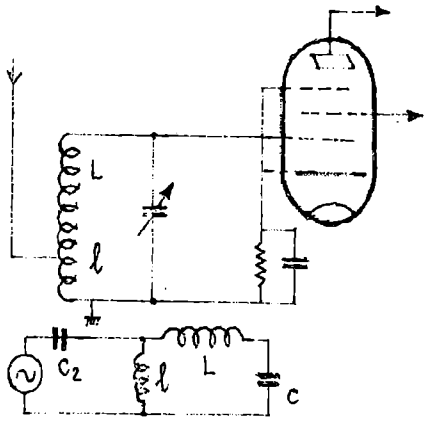


Fig. 424

Une fraction ℓ de la self de grille assure le couplage, ℓ est généralement négligeable devant L et le coefficient de surtension du circuit grille est :

$$Q = \frac{L\omega}{R}$$

La pulsation d'accord du circuit d'antenne étant :

$$\omega_a = \frac{1}{\sqrt{\ell\, C_a}}$$

le gain d'entrée est : $G = \frac{Q}{\omega_a^2\, L C}$

Le gain diminue ainsi lorsque C augmente, c'est-à-dire lorsque la fréquence diminue.

2,312 Circuits de liaison en haute-fréquence.

En haute-fréquence on utilise les liaisons à :

- circuit antirésonant - capacité
- transformateur à primaire et secondaire accordés
- transformateur à primaire apériodique et secondaire accordé.

Nous ne considérons que des liaisons entre lampes pentodes ou tétrodes lesquelles sont d'un emploi courant en H.F.

2,312.1 Liaison à circuit antirésonant-capacité.

Le schéma de principe de la liaison donné par la figure 425 a) peut être remplacé par un schéma équivalent (figure 425 b) par une méthode que nous avons déjà indiquée. La capacité Cp représente la capacité parasite, laquelle comprend :

- la capacité de sortie de la 1ère lampe,
- la capacité du câblage,
- la capacité dynamique d'entrée de la 2ème lampe.

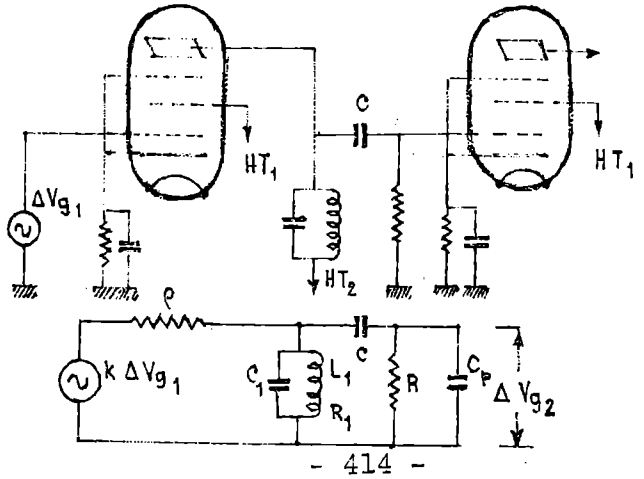


Fig.425

La capacité de liaison ayant une réactance négligeable, les capacités C_1 et Cp sont en parallèle. Lorsque la résonance est atteinte ($L_1 \omega_0 = \frac{1}{(C_1 + C_p)\Omega_0}$ le circuit ne présente que sa résistance équivalente :

$$\mathcal{R} = \frac{L_1^2 \Omega_0^2}{R_1}$$

et le circuit se réduit au schéma de la figure 426. Si Re est la résistance équivalente à $\mathcal{R}$ et R en parallèle, soit :

$$Re = \frac{R\,\mathcal{R}}{R + \mathcal{R}}$$

on peut écrire :

$$i = \frac{K\,\Delta V_{g1}}{\rho + R_e}$$

et $\Delta V_{g_2} = \frac{k\,\Delta V_{g1}}{\rho + R_e} \times R_e = \frac{k\,\Delta V_{g1}}{\rho + R_e}$

d'où l'on tire le gain de la lampe avec la liaison

$$G = \frac{\Delta V_{g_2}}{\Delta V_{g_1}} = \frac{K}{1 + \frac{\rho}{R_e}}$$

Dans le cas d'une pentode 1 est négligeable devant $\frac{\rho}{R_e}$

et $G = SR_e$

D'autre part, au point de vue sélectivité, tout se passe comme si la résistance interne R_1 du circuit bouchon augmente et devient R'_1 telle que : $R_e = \frac{L_1^2 \Omega_0^2}{R'_1}$

c'est à dire que $R'_i = \frac{L_1^2 \Omega_0^2}{R_e}$

alors que la résistance du circuit seul R_i est : $R_i = \frac{L_1^2 \Omega_0^2}{\mathcal{R}}$

La sélectivité est donnée par : $S = \sqrt{1 + \theta^2 \Delta \Omega^2}$

avec $\theta = \frac{2 L_1}{R'_1} = \frac{2 R_e}{L_1 \Omega_0^2}$

Il est ainsi possible de déterminer la valeur de la résistance de fuite pour une bande passante donnée. Ce mode de liaison est souvent utilisé pour l'amplification haute-fréquence en télévision, la capacité d'accord est alors formée uniquement des capacités parasites, la résistance de fuite de l'ordre de 3.000 Ω amortit

considérablement le circuit et donne une bande passante très large.

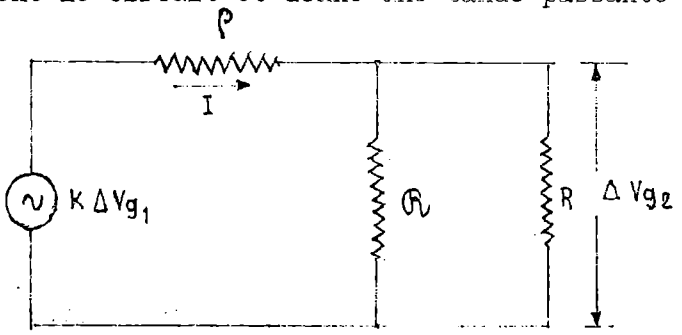


Fig. 426

2,312.2 Liaison par transformateur à primaire et secondaire accordés.

Ce mode de liaison est utilisé dans le cas d'amplificateur HF ou MF à fréquence fixe.

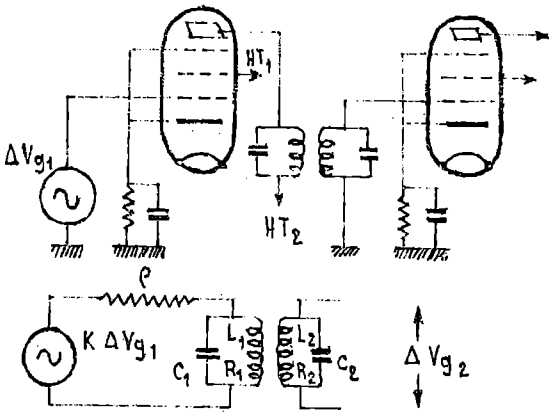


Fig. 427

La figure 427 donne le schéma de principe et le schéma équivalent. Or, des circuits couplés avec alimentation parallèle ont été étudiés pages 89 et 90

Nous pouvons écrire :

$$\Delta V_{g_2} = \Delta I_p \; Z_d$$

avec l'impédance dynamique $Z_d = K T \sqrt{R_1 R_2}$

mais $\Delta I_p = S \, \Delta V_{g_1}$

et $\Delta V_{g_2} = S \, \Delta V_{g_1} \; Z_d$

d'où l'on tire le gain $G = \dfrac{\Delta V_{g_2}}{\Delta V_{g_1}} = S \, Z_d$

La sélectivité est celle des 2 circuits couplés (voir étude générale)

2,312,3 Liaison par transformateur à primaire apériodique et secondaire accordés.

Ce cas a été traité aux pages 93 et 94

La tension ΔV_{g_2} est $\Delta V_{g_2} = \frac{K \Delta V_{g_1}}{2} \sqrt{\frac{\mathcal{R}}{\rho}}$

avec $\mathcal{R} = \frac{L_2^2 \, \Omega_0^2}{R_2}$

Le gain de l'étage est : $G = \frac{K}{2} \sqrt{\frac{\mathcal{R}}{\rho}}$

La sélectivité est celle du circuit secondaire dont on aurait augmenté la résistance, de l'image $\frac{M^2 \Omega_0^2}{\rho}$ de la résistance de la lampe on remarque ainsi qu'une lampe pentode donne une meilleure sélectivité qu'une lampe triode. La résistance réelle du circuit est :

$$R' = R_2 + \frac{M^2 \Omega_0^2}{\rho}$$

et la constante de temps $\theta = \frac{2L}{R'}$ Pour le couplage optimum on a $M \Omega_0 = \sqrt{\rho R_2}$ ainsi $R' = 2 R_2$

Ce mode de liaison est généralement utilisé pour les amplificateurs haute-fréquence à fréquence variable.

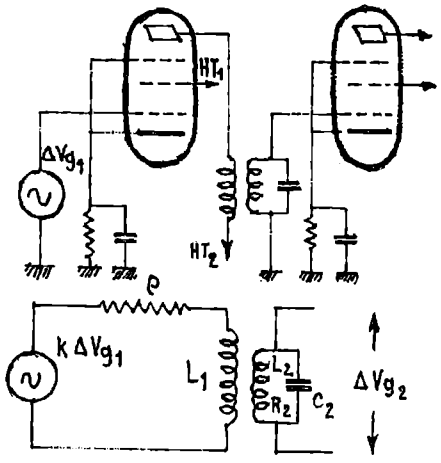


Fig. 428

2,32 Amplificateurs de puissance

Les amplificateurs HF de puissance utilisent uniquement les classes B et C.

2,321 Amplificateur en classe B.

L'étude faite pour les amplificateurs basse fréquence est applicable dans ce cas. En classe B le facteur de forme est 0,78 afin d'augmenter le rendement on fait travailler les triodes d'émission avec grille positive.

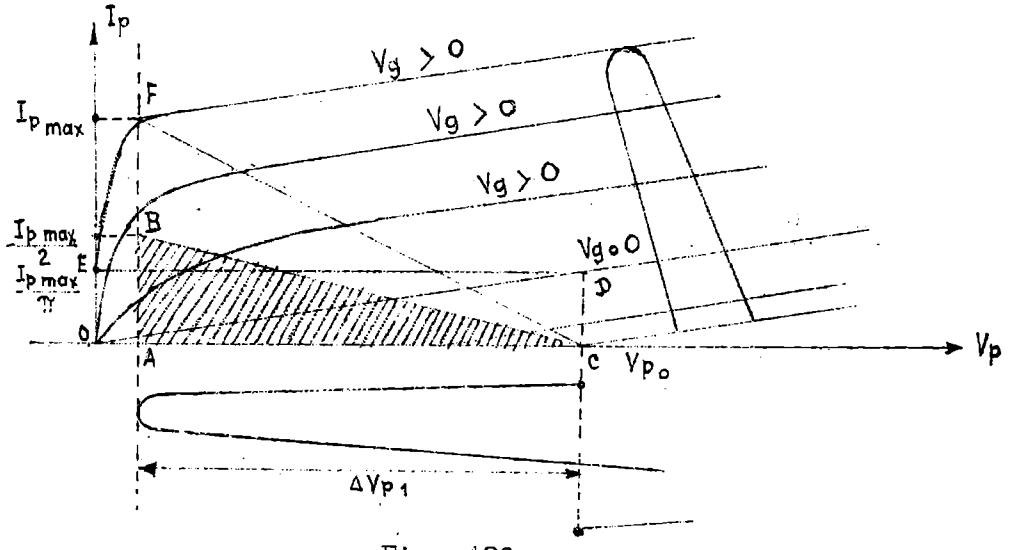


Fig. 429

Le rendement est amélioré car le facteur d'utilisation de tension augmente lorsque la tension déchet diminue. Cependant celle-ci ne doit pas être trop faible, car la pointe négative de tension plaque se produit en même temps que la pointe positive de tension grille (figure 429) et cette dernière doit rester notablement négative par rapport à la plaque. En pratique la tension déchet ne doit pas descendre au-dessous de : $\frac{V_{p_0}}{10}$

La droite de charge est fixée dans le cas présent, par deux points:

- le point C correspondant à Vpo
- le point F correspondant, d'une part, au courant maximum possible, et d'autre part, à la tension déchet admissible.

Il est évident que la tension maximum positive de grille doit rester nettement inférieure à la tension déchet.

La recherche d'une puissance élevée conduit à utiliser des tensions anodiques élevées.

La résistance de charge est donnée par :

$$R = \frac{\Delta V_{p1}}{\Delta I_{p1}}$$

Elle est donc indépendante de la résistance interne de la lampe.

La puissance haute fréquence :

$$P_{HF} = \frac{\Delta V_{p1}\,\Delta I_{p1}}{2} = \frac{\Delta V_{p1}\,I_{p\,max}}{4}$$

est proportionnelle à la surface du triangle A B C.

La puissance dissipée est donnée par la surface O C D E.

En prenant une tension déchet égale à $\frac{V_{p0}}{10}$ la tension alternative de plaque est :

$$\Delta V_{p1} = \frac{9\,V_{p0}}{10}$$

le facteur d'utilisation de tension est donc :

$$\xi = 0,9$$

ce qui donne un rendement :

$$\eta = 0,78 \times 0,9 = 0,70$$

Remarque : Les pentodes ne sont pas utilisées pour les amplificateurs H F de grande puissance. Leur fonctionnement ressemble à celui des triodes utilisées avec courant grille.

2,322 Amplificateur en classe C.

La classe C est utilisée dans le cas d'amplificateurs d'émission à lampes triodes travaillant avec grilles positives. Ainsi le facteur d'utilisation de tension peut atteindre 0,8 ou 0,9 et comme d'autre part, le facteur de forme tend vers l'unité lorsque l'angle d'annulation de courant plaque θ_0 tend vers zéro, on peut obtenir un rendement de 0,7 à 0,8. Il n'y a cependant pas intérêt à réduire par trop l'angle θ_0 car il faudrait des impulsions de

courant trop élevées pour obtenir une puissance appréciable.

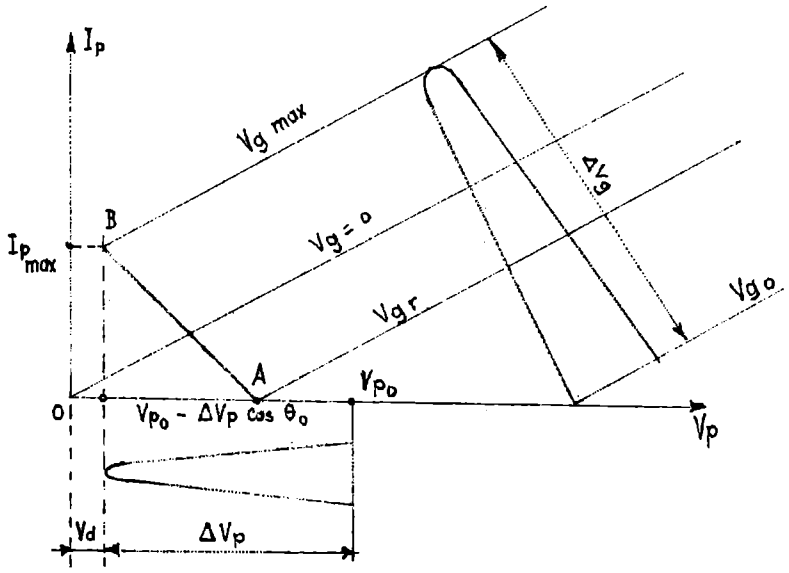


Fig. 430

Le fonctionnement peut être étudié d'après la caractéristique dynamique représentée sur la figure 430.

Soit θ_o l'angle d'annulation du courant plaque permettant d'obtenir un certain rendement.

La tension grille limite de blocage du tube est $\Delta V_g \cos \theta_o$ et la tension alternative de plaque correspondante $\Delta V_p \cos \theta_o$

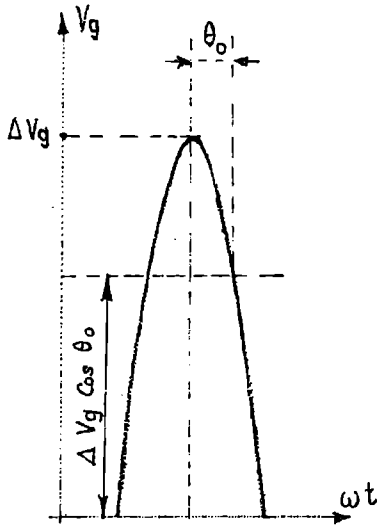


Fig. 431

La tension alternative de plaque est d'autre part :

$$\Delta V_p = V_{p_o} - V_d$$

avec habituellement une tension déchet choisie

$$V_d = \frac{V_{p_o}}{10}$$

Donc $\Delta V_p = \frac{9 V_{p_o}}{10}$

Le facteur d'utilisation de tension est $\xi = 0,9$.

Le rendement est donc : $\eta = f \xi$

$$\eta = \frac{\theta_o - \sin\theta_o \cos\theta_o}{2(\sin\theta_o - \theta_o \cos\theta_o)} \times 0,9$$

La droite de charge passe par les deux points A et B.

Le point A est défini par les tensions plaque et grille pour lesquelles le courant plaque s'annule soit:

la tension plaque $V_{po} - \Delta V_p \cos\theta_o$
ce qui donne immédiatement le potentiel de recul de grille
$V_{gr} = V_{go} + \Delta V_g \cos\theta_o$

Il faut remarquer qu'en classe B, $\theta_o = \frac{\pi}{2}$

donc le point A coïncide avec le point Vpo comme nous l'avons montré précédemment.

Le point B est défini par le courant maximum admissible et la tension déchet.

On en déduit la valeur du potentiel grille maximum Vg max.

Il est possible de calculer :

1º) La tension de polarisation Vgo et l'amplitude de tension grille nécessaire.

On a :
$$V_{gr} = V_{go} + \Delta V_g \cos\theta_o$$
$$\Delta V_g = -V_{go} + V_{g\,max}$$

d'où l'on tire : $\Delta V_g = \frac{V_{g\,max} - V_{gr}}{(1 - \cos\theta_o)}$

et $V_{go} = \frac{V_{gr} - V_{g\,max} \cos\theta_o}{(1 - \cos\theta_o)}$

2º) La résistance de charge

$$\mathcal{R} = \frac{\Delta V_p}{\Delta I_{p_1}}$$

avec $$\Delta I_{p_1} = \frac{I_{p\,max}}{\pi} \times \frac{\theta_0 - \sin\theta_0 \cos\theta_0}{1 - \cos\theta_0}$$

3º) La puissance alternative

$$P = \frac{\Delta V_p \ \Delta I_{p_1}}{2}$$

Ce qui montre l'influence de θ_0 sur la puissance, on remarque en effet, que si θ_0 tend vers 0 il en est de même de P.

2,323 Surtension optimum du circuit de charge d'un amplificateur en classe C

Le circuit d'utilisation fait apparaitre une résistance de charge dans le circuit plaque dont la valeur doit être convenablement choisie afin que la puissance développée soit maximum dans l'utilisation.

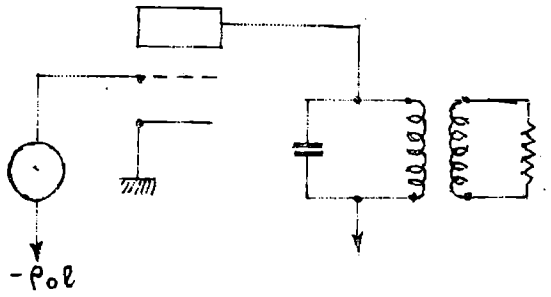


Fig. 432

Or, un générateur de résistance interne débitant dans une utilisation de résistance R développe une puissance utile maximum lorsque r = R, c'est à dire en d'autrer termes, la puissance perdue doit égaler la puissance utile. Ainsi la puissance fournie doit être égale à 2 fois la puissance utile.

$$Pf = 2\,Pu$$

L'énergie fournie passe alternativement d'une forme potentielle dans la capacité à une forme cinétique dans la self.

Elle est égale à $Wf = \frac{1}{2} LI^2 = \frac{1}{2} CV^2$

I et V étant les valeurs maxima du courant et de la tension.

La puissance dépend de la fréquence :

$$P_f = f\,\frac{LI^2}{2} = f\,\frac{CV^2}{2}$$

La puissance utile dans la résistance effective de charge $\mathcal{R}$ est:

$$P_u = \frac{\mathcal{R}\,\Delta I_{p_1}^2}{2}$$

Pu est maximum lorsque : $P_f = 2\,P_u$

donc : $f\,\frac{LI^2}{2} = \frac{2\,\mathcal{R}\,\Delta I_{p_1}^2}{2}$

mais $\Delta I_{p_1} = \frac{I}{Q}$

donc $f\,\frac{LI^2}{2} = \frac{\mathcal{R}\,I^2}{Q^2}$

d'où $fL = \frac{2\,\mathcal{R}}{Q^2}$

Comme $\mathcal{R} = Q\,L\,\omega$

$$fL = \frac{2\,L\omega}{Q} = \frac{4\pi f L}{Q}$$

d'où l'on tire : $Q = 4\pi = 12{,}5$

En fait $2\,P_u < P_f < 4\,P_u$

et : $12 < Q < 25$

2,324 Neutrodynation.

Les amplificateurs HF de puissance doivent être neutrodynés afin d'éliminer la réaction d'anode due à la capacité "grille-plaque".

2,324.1 Cas d'amplificateur à lampe simple.

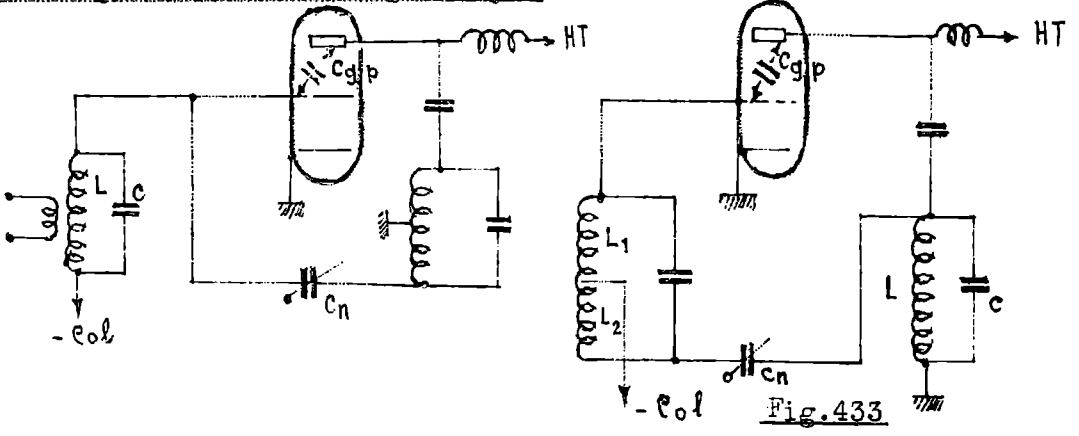


Fig.433

La réaction d'anode est neutralisée par une contre-réaction, transmise par un condensateur ajustable "neutrodyne". C_n

La figure 433 donne deux types de montage avec neutrodynation par la plaque ou par la grille, les deux dispositions sont équivalentes au montage en pont de la figure 434. La neutrodynation est obtenue lorsque le pont est équilibré. Il faut donc que : $\frac{L_1}{L_2} = \frac{C_n}{C_{gp}}$

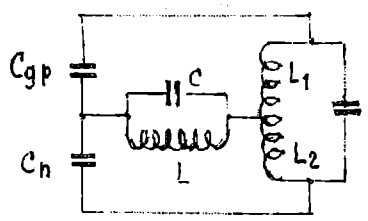


Fig. 434

Cependant l'équilibre du pont est faussé par la résistance interne du tube placée aux bornes de L dans le montage (a) et aux bornes de L dans le montage (b). La neutrodynation ne peut être parfaite. Le règlage optimum est obtenu par règlage de C_n et de la prise sur la self.

2,324.2 Cas d'amplificateur symétrique.

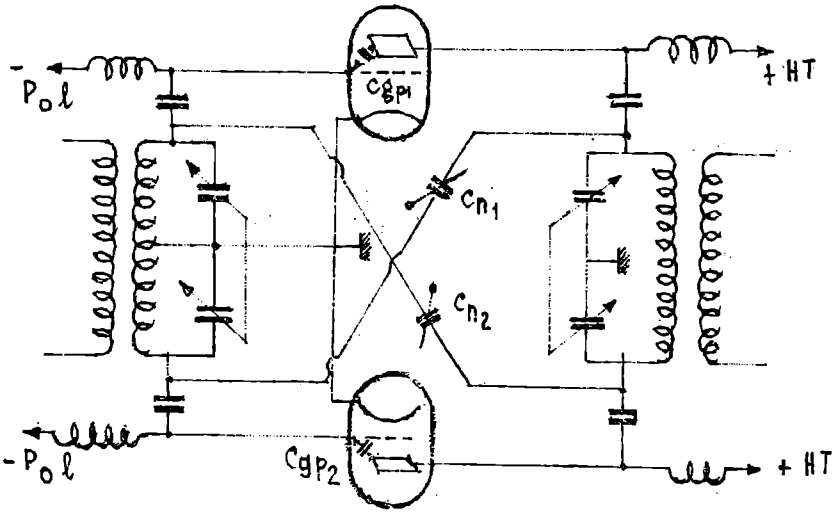


Fig. 435

Le montage symétrique se prête très facilement à un dispositif de neutrodynation. Les oscillations de plaque étant en opposition de phase, il suffit, pour neutraliser les réactions d'anodes,

de relier plaques et grilles opposées par des condensateurs "neutrodynes".

L'amplificateur est équivalent au montage en pont de la figure 436. La neutrodynation est obtenue lorsque :

$$\frac{C_{gp_1}}{C_{n_1}} = \frac{C_{n_2}}{C_{gp_2}}$$

Il faut remarquer que dans ce cas les résistances internes des deux tubes placées respectivement entre les points A ou B, et la masse ne modifient pas l'équilibre.

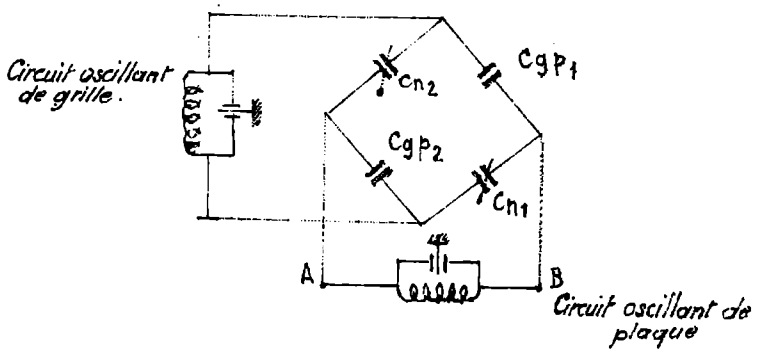


Fig. 436

L'équilibrage se fait pratiquement en appliquant une tension HF à l'entrée de l'étage, la haute tension étant coupée et en règlant les condensateurs neutrodynes de façon à annuler la tension aux bornes du circuit de sortie.

2,4 AMPLIFICATEURS A COURANT CONTINU.

Ces amplificateurs sont destinés à amplifier soit des tensions continues (amplificateurs pour voltmètres électroniques, photomètres photoélectriques et mesure du pH),soit des tensions à très basses fréquences (amplificateurs d'oscilloscope,mesures biologiques : électroencéphalographes,électrocardiographes).

2,41 Amplificateurs en simple cascade.

Ce montage du à Loftin et White comporte des liaisons directes plaque-grille (Fig. 437).

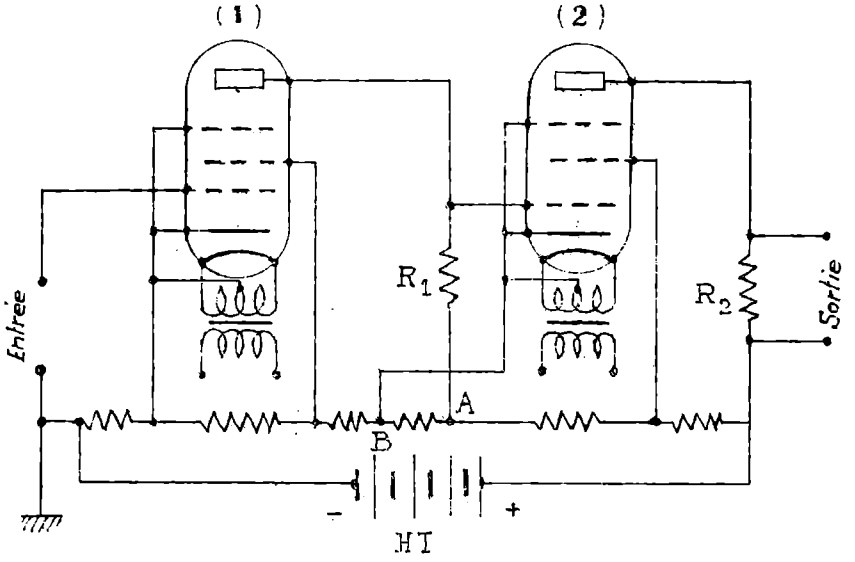


Fig. 437

L'alimentation des tubes en HT est prise sur un potentiomètre branché aux bornes d'une source continue de tension élevée (2fois la tension normale pour chaque tube dans le cas présent). Le potentiel de grille du tube 2 est égal au potentiel du point A diminué de la chute de tension dans R_1 .

Pour polariser la grille il faut porter la cathode à un potentiel positif (point B) supérieur au potentiel de grille de la valeur de tension de polarisation.

L'isolement filament cathode doit être élevé ou les filaments doivent être alimentés par un transformateur séparateur dont le secondaire est au potentiel de la cathode.

Ce montage est très sensible aux variations de la tension d'alimentation et des coefficients caractéristiques des tubes; il n'est utilisable que pour l'amplificateur de tensions relativement élevées. Il nécessite une alimentation stabilisée.

On peut remédier à l'inconvénient d'une haute tension élevée en utilisant une contre-batterie" dans la liaison plaque grille; c'est le montage Beauvais Brillouin dans lequel l'alimentation HT est parallèle. Une variante est donnée par la figure 438.

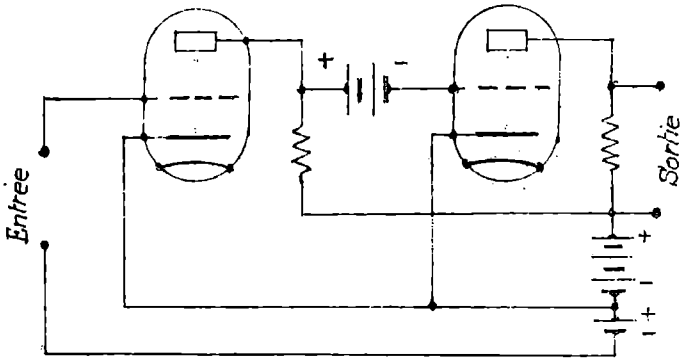


Fig. 438

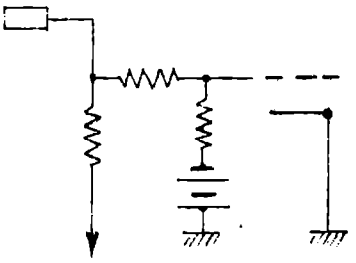


Fig. 439

2,42 Amplificateurs symétriques

La stabilité peut être grandement améliorée en utilisant un montage push-pull. Par sa symétrie ce montage est beaucoup moins sensible aux variations de la tension d'alimentation. La stabilité peut encore être améliorée par contre-réaction (résistances introduites dans le retour de cathodes).

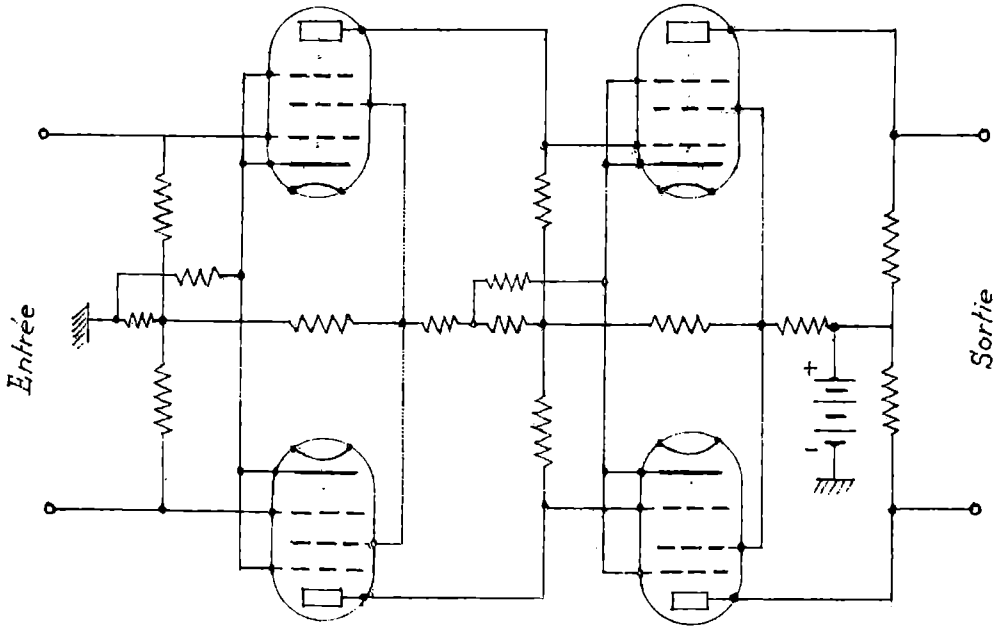


Fig. 440

Ce montage permet d'obtenir des gains élevés avec une bonne stabilité. L'alimentation peut ne pas être stabilisée.

2,43 Montages en pont à équilibrage parallèle

Au repos le tube (1) est équilibré par un tube identique (2). La tension de sortie est annulée par le réglage du potentiomètre de tarage.

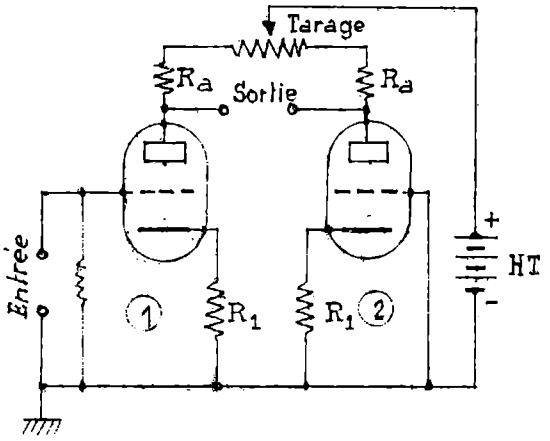


Fig. 441

Une tension appliquée à l'entrée fait apparaître une tension amplifiée en sortie.

Le montage est équilibré quelles que soient les variations de la tension d'alimentation. Par contre le gain donné par :

$$G = - \frac{k\ R_a}{\rho + R_1\ (k+1) + R_a}$$

dépend de la résistance interne et peut ainsi varier.

La stabilité peut être augmentée par contre-réaction.

Pour cela une résistance R_2 est introduite dans le retour des cathodes fig. 442. Pour polariser convenablement les grilles il faut porter celles-ci à un potentiel moyen positif pris sur un potentiomètre.

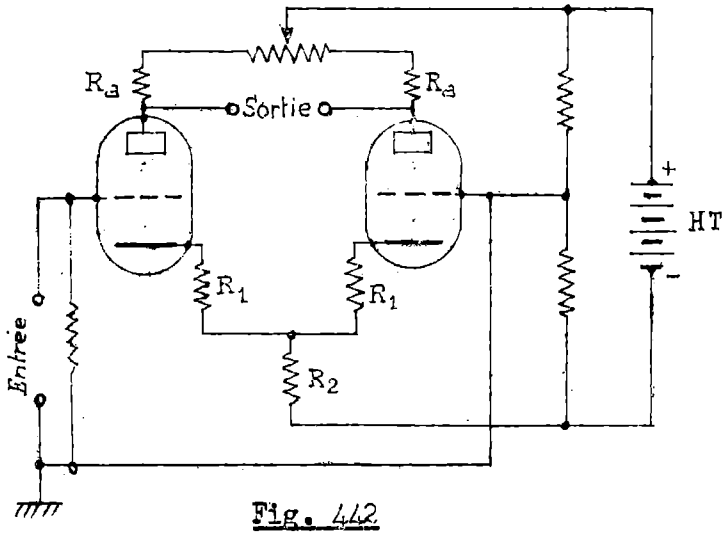


Fig. 442

Le gain est : $$G = - \frac{k\ R_a}{\rho + (R_1 + 2R_2)(k+1) + R_a}$$

La résistance de contre-réaction intervient au dénominateur par $2R_2(k+1)$, elle réduit la gain, par contre elle réduit l'influence des variations de ρ.

Les 2 montages à équilibrage parallèle ne peuvent être montés en cascade, ils ne donnent pas des gains élevés. Ils sont utilisés principalement dans les voltmètres électroniques.

L'alimentation n'est pas nécessairement stabilisée.

2,44 Montage en pont à équilibrage série

Le circuit de sortie est en pont entre 2 potentiomètres à point milieu, l'un formé de 2 résistances R_3 l'autre de 2 tubes identiques avec résistances d'anode et de cathode telles que la résistance totale soit 2 fois $\rho + 2R_1$.

Le montage est équilibré quelles que soient les variations de la tension d'alimentation et de la résistance interne.

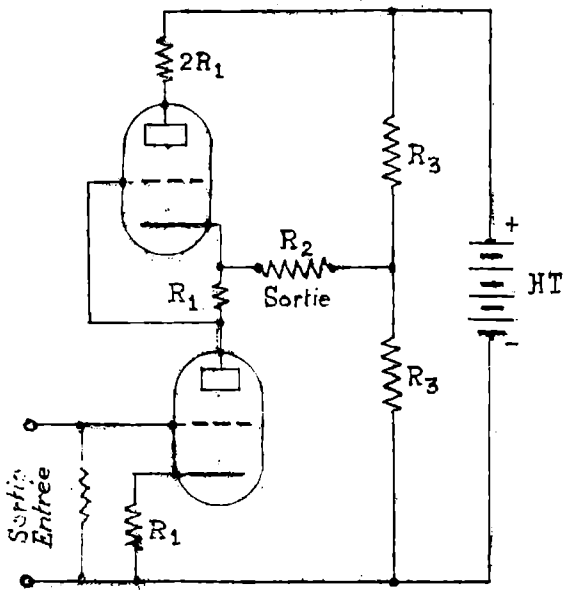


Fig. 443

Le gain est :

$$G = -\frac{k\ R_2}{\rho + 2R_2 + 2R_1}$$

Le gain dépend d'autant moins de ρ que R_2 est élevé.

si $R_2 = \infty$

le gain $G = -\frac{k}{2}$ est indépendant de ρ. Dans ce cas le montage peut se simplifier et devient le schéma 444.

Le montage à équilibrage série est donc très stable et ne nécessite pas d'alimentation stabilisée.

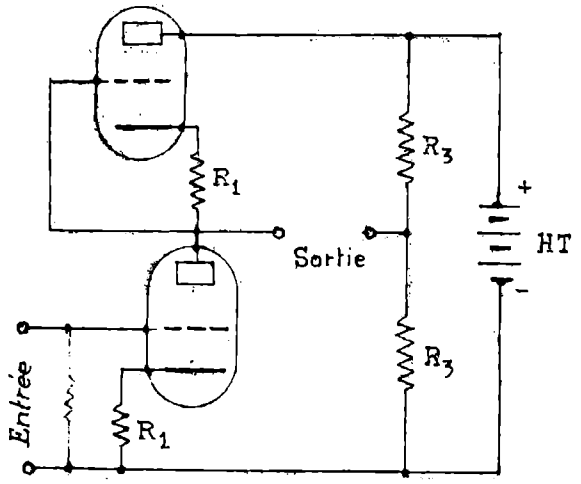


Fig. 444

Montage symétrique à équilibrage série.

Les principes des amplificateurs symétriques et à équilibrage série peuvent être combinés ce qui permet de réaliser des amplificateurs extrêmement stables destinés principalement à la commande symétrique des plaques de déviation de tubes à rayons cathodiques.

Donnons le principe d'un tel montage avec un déphaseur cathodyne, l'entrée étant dissymétrique (fig.445).

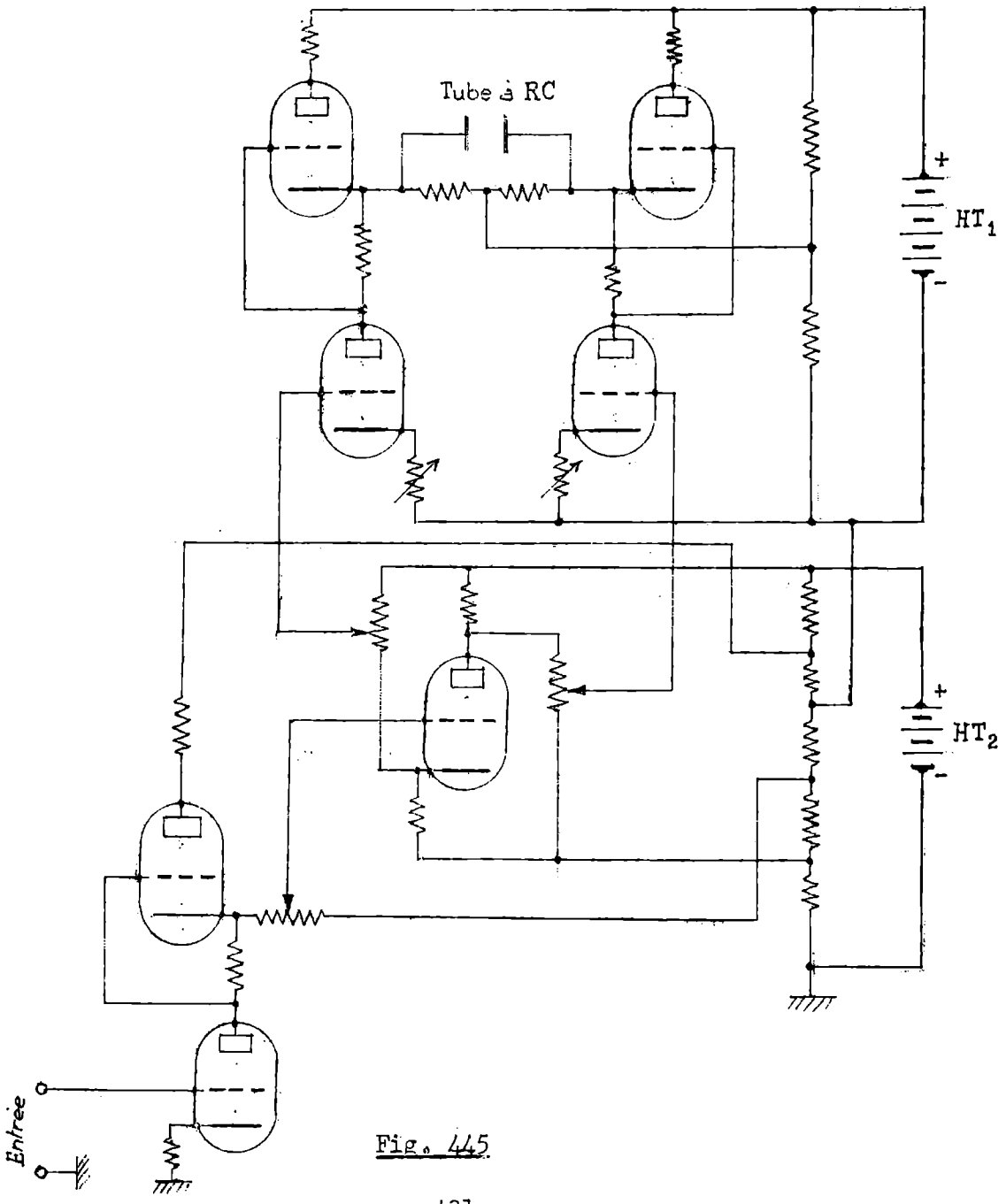


Fig. 445

2,5 EXERCICES SUR LE CHAPITRE II

Exercice 1 -

Soit le montage amplificateur suivant :

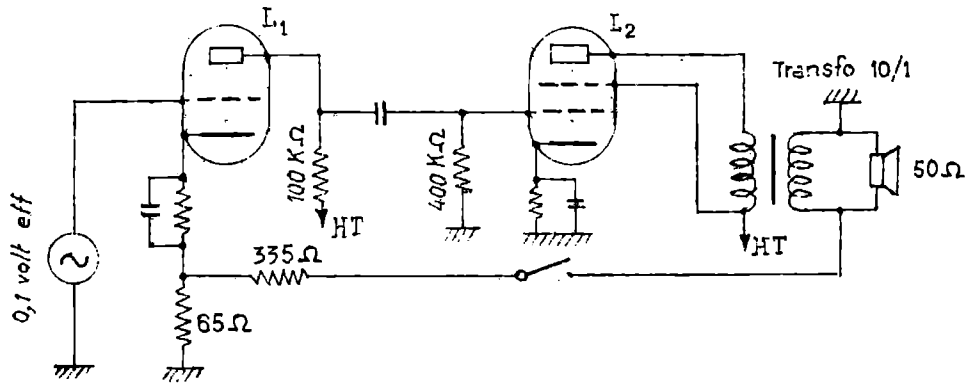


Fig. 446

Le tube L_1 ayant pour caractéristique ($K = 100$
($\rho = 50\ K\Omega$

Le tube L_2 ayant une pente de 4 mA/volt. On demande la puissance développée dans le haut parleur si la tension d'entrée est de 0,1 volt eff. lorsque l'interrupteur est ouvert puis fermé.

Quelle tension faudrait-il appliquer à l'entrée, lorsque l'interrupteur est fermé, pour obtenir la même puissance que précédemment avec l'interrupteur ouvert ?

N.B - La capacité de liaison a une réactance négligeable.

Le transformateur a un rendement de 100%.

Solution.

La résistance de charge du tube L_1 est :

$$R_1 = \frac{100 \times 400}{500} = 80\ K\Omega$$

Le gain du tube L_1 est :

$$G_1 = \frac{kR}{\rho + R} = \frac{100 \times 80}{50 + 80} = 61,5$$

Le tube L_2 est chargé par :

$$R_2 = 50 \times 10^2 = 5000\ \Omega$$

Gain du tube

$$G_2 = SR = 4 \times 5 = 20$$

Tension aux bornes du HP interrupteur ouvert

$$0,1 \times 61,5 \times 20 \times \frac{1}{10} = 12,3 \text{ volts efficaces.}$$

Puissance dans le haut-parleur interrupteur ouvert

$$P = \frac{U^2}{R} = \frac{\overline{12,3}^2}{50} = 3,03 \text{ watts.}$$

Le gain total sans contre réaction est :

$$61,5 \times 20 \times \frac{1}{10} = 123$$

Lorsque l'interrupteur est fermé le taux de contre réaction est :

$$\beta = \frac{65}{65 + 335} = 0,1625$$

Le gain avec contre réaction est :

$$G' = \frac{G}{1 + G\beta} = \frac{123}{1 + 123 \times 0,1625} = 5,87$$

La tension aux bornes du haut-parleur est :

$$U = 5,87 \times 0,1 = 0,587 \text{ volt}$$

La puissance dans le haut-parleur est :

$$P = \frac{\overline{0,587}^2}{50} = 0,0069 \text{ w}$$

Pour une puissance de 3,03 watts dans le haut-parleur il faut appliquer à l'entrée une tension de :

$$\frac{0,1 \times 123}{5,87} = 2,1 \text{ volts}$$

Exercice 2 -

On réalise un amplificateur à charge cathodique avec un tube 6 C 5 suivant le schéma ci-dessous.

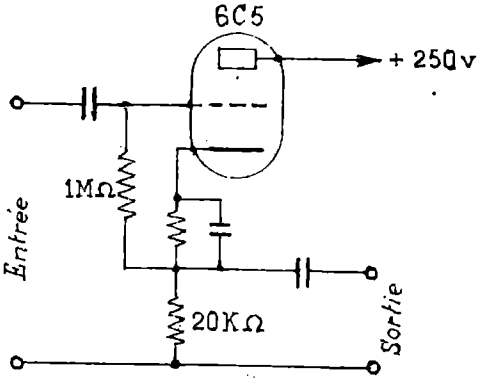


Fig. 447

Les caractéristiques du tube sont données page 314/1.

On demande :

- le gain,
- l'impédance de sortie,
- la polarisation optimum et la valeur de la résistance de polarisation,
- la tension d'entrée maxima.

Solution.

- le gain est : $G' = \frac{1}{1 + \frac{1}{SR}} = \frac{1}{1 + \frac{1}{2 \times 20}} = 0{,}976$
- l'impédance de sortie est formée de la résistance de charge (20 KΩ) et de la résistance interne du tube en parallèle.

  On a résistance interne : $\rho' = \frac{1}{S} = \frac{1}{2\ 10^{-3}} = 500\ \Omega$

  L'impédance de sortie est :

$$Z_S = \frac{20\ 10^3 \times 500}{20.10^3 + 500} = 488\ \Omega$$

- La polarisation optima peut être déterminée sur le réseau de caractéristiques de la page 314/1. Traçons la droite de charge pour R = 20 KΩ à partir du point $I_p = o$ V_p = 250 volts.

  En prolongeant les parties linéaires des courbes caractéristiques on obtient une tension grille limite de - 12 volts. La polarisation optima est ainsi de - 6 volts.

  Le point de fonctionnement sur la droite de charge donne un courant moyen de plaque de 4,2 mA.

  La résistance de polarisation doit être :

$$R = \frac{6}{4{,}2} = 1425\ \Omega$$

  La tension de crête maxima admissible est :

$$V_{max} = \frac{V_r\ (SR + 1)}{2} = \frac{12\ (2 \times 20 + 1)}{2} = 246 \text{ volts}$$

  soit 174 volts efficaces.

Gain du tube

$$G_2 = SR = 4 \times 5 = 20$$

Tension aux bornes du HP interrupteur ouvert

$$0,1 \times 61,5 \times 20 \times \frac{1}{10} = 12,3 \text{ volts efficaces.}$$

Puissance dans le haut-parleur interrupteur ouvert

$$P = \frac{U^2}{R} = \frac{\overline{12,3}^2}{50} = 3,03 \text{ watts.}$$

Le gain total sans contre réaction est :

$$61,5 \times 20 \times \frac{1}{10} = 123$$

Lorsque l'interrupteur est fermé le taux de contre réaction est :

$$\beta = \frac{65}{65 + 335} = 0,1625$$

Le gain avec contre réaction est :

$$G' = \frac{G}{1 + G\beta} = \frac{123}{1 + 123 \times 0,1625} = 5,87$$

La tension aux bornes du haut-parleur est :

$$U = 5,87 \times 0,1 = 0,587 \text{ volt}$$

La puissance dans le haut-parleur est :

$$P = \frac{\overline{0,587}^2}{50} = 0,0069 \text{ w}$$

Pour une puissance de 3,03 watts dans le haut-parleur il faut appliquer à l'entrée une tension de :

$$\frac{0,1 \times 123}{5,87} = 2,1 \text{ volts}$$

Exercice 2 -

On réalise un amplificateur à charge cathodique avec un tube 6 C 5 suivant le schéma ci-dessous.

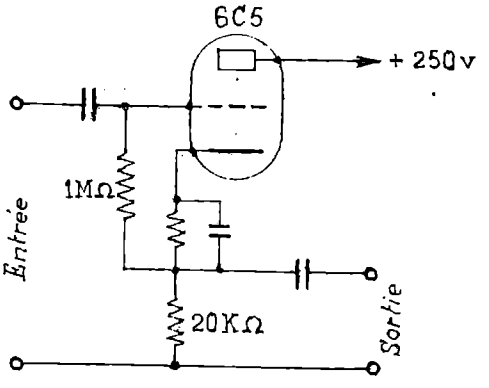


Fig. 447

Les caractéristiques du tube sont données page 314/1.

On demande :

- le gain,
- l'impédance de sortie,
- la polarisation optimum et la valeur de la résistance de polarisation,
- la tension d'entrée maxima.

Solution.

- le gain est : $G' = \frac{1}{1 + \frac{1}{SR}} = \frac{1}{1 + \frac{1}{2 \times 20}} = 0{,}976$
- l'impédance de sortie est formée de la résistance de charge (20 KΩ) et de la résistance interne du tube en parallèle.

  On a résistance interne : $\rho' = \frac{1}{S} = \frac{1}{2\ 10^{-3}} = 500\ \Omega$

  L'impédance de sortie est :

$$Z_S = \frac{20\ 10^3 \times 500}{20.10^3 + 500} = 488\ \Omega$$

- La polarisation optima peut être déterminée sur le réseau de caractéristiques de la page 314/1. Traçons la droite de charge pour R = 20 KΩ à partir du point $I_p = o$ $V_p = 250$ volts.

  En prolongeant les parties linéaires des courbes caractéristiques on obtient une tension grille limite de - 12 volts. La polarisation optima est ainsi de - 6 volts.

  Le point de fonctionnement sur la droite de charge donne un courant moyen de plaque de 4,2 mA.

  La résistance de polarisation doit être :

$$R = \frac{6}{4{,}2} = 1425\ \Omega$$

  La tension de crête maxima admissible est :

$$V_{max} = \frac{V_r\ (SR + 1)}{2} = \frac{12\ (2 \times 20 + 1)}{2} = 246 \text{ volts}$$

  soit 174 volts efficaces.

Exercice 3 -

Soit le montage amplificateur ci-dessous réalisé avec un tube double triode 6 J 6. Sachant que les caractéristiques de chaque triode sont :

$$k = 38$$

$$\rho = 7100\ \Omega$$

Capacité anode-cathode	0,4 pF
Capacité cathode-grille	2,2 pF
Capacité grille-anode	1,6 pF

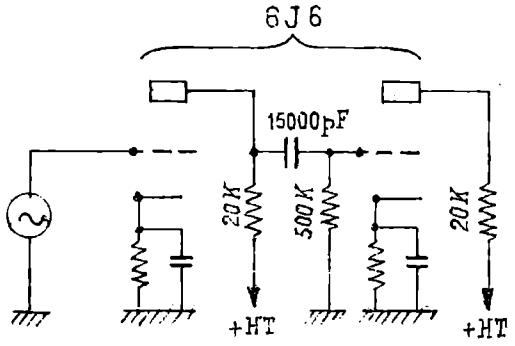


Fig. 448

Si on estime d'autre part à 10 pF la capacité de câblage du circuit de liaison, on demande :

- le gain maximum du 1er étage y compris le circuit de liaison et la fréquence correspondante;
- la bande passante du premier étage avec une distorsion de fréquence maxima de 3 db .

Solution.

- La résistance de charge du 1er étage est :

$$R = \frac{20 \times 500}{20 + 500} = 19{,}25\ K\Omega$$

Le gain maximum est ainsi :

$$G = \frac{k\,R}{\rho + R} = \frac{38 \times 19{,}25}{7{,}1 + 19{,}25} = 27{,}7$$

Il se produit à la fréquence

$$f_o = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{1}{\rho\, C_p\, C R}\left(1 + \frac{\rho}{R_a}\right)}$$ (voir plus loin le calcul de C_p)

$$f_o \quad \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{10^{24}}{7{,}1 \times 60 \times 15000 \times 500 \times 10^6}\left(1 + \frac{7{,}1}{20}\right)} = 3270\ Hz$$

- Pour 3 db $M_b = 1,414$

la fréquence limite inférieure est :

$$f_b = \frac{1}{2\pi\ RC\ \sqrt{M_b^2 - 1}} = \frac{1}{2\pi\ 500\ 10^3 \times 15000\ 10^{-12}} = 21\ Hz$$

la fréquence limite supérieure est donné par :

$$f_h = \frac{1}{2\pi\ R_e\ C_p\ \sqrt{M_h^2 - 1}}$$

$$R_e = \frac{1}{\frac{1}{\rho} + \frac{1}{R} + \frac{1}{R_g}} = \frac{1}{\frac{1}{7,1} + \frac{1}{500} + \frac{1}{20}} = 5,18\ K\Omega$$

Calculons la capacité dynamique d'entrée du 2ème étage

$$C_d = C_{cg} + (G+1)\ C_{gp}$$

$$G = \frac{38 \times 20}{20 + 7,1} = 28$$

donc $C_d = 2,2 + (28+1)\ 1,6 = 48,6\ pF$

ainsi $C_p = C_{cp} + C_d + 10\ pF$

$= 0,4 + 48,6 + 10 = 59\ pF$

soit environ 60 pF

On peut calculer

$$f_h = \frac{1}{2\pi \times 5\ 180 \times 60\ 10^{-12}} = 510 \times 10^3\ Hz$$

Exercice 4.

Soit un amplificateur MF à 2 étages. Les transformateurs sont réalisés avec des inductances identiques de 500 µH de surtension Q = 150 accordées par des capacités sans pertes sur 500 KHz. Le premier transformateur est a couplage serré avec un indice n = 2, le second transformateur au couplage critique n = 1 est chargé par une résistance de 100 KΩ branchée sur une moitié du secondaire.

Les tubes utilisés sont des pentodes de pente 1,2 mA/volt.

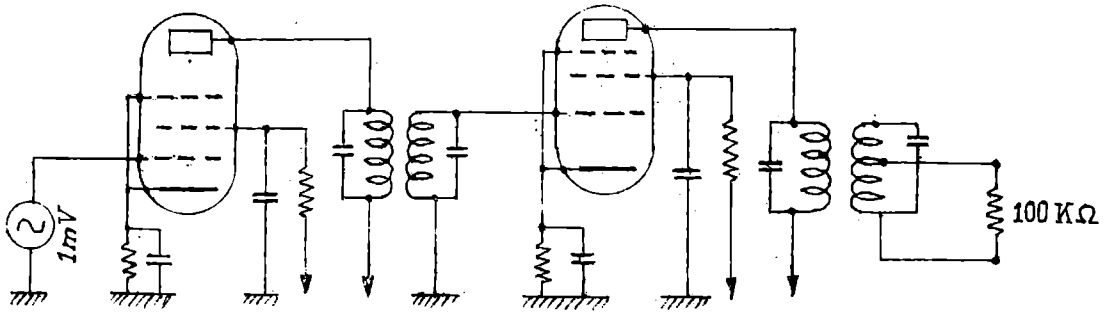


Fig. 449

L'amplificateur étant alimenté par une f.e.m. de 1 mV à 500 KH_z on demande :

- la tension aux bornes de la résistance de charge,
- que se passe-t-il si la résistance de charge est branchée sur la totalité du secondaire ?

Solution.

La résistance équivalente à la résonance des circuits bouchon est :

$$R = Q\,L\,\omega = 150 \times 500\ 10^{-6}\ 2\pi\ 500\ 10^{3} = 235.10^{3}\,\Omega$$

Calcul de l'impédance dynamique du premier tube

$$Z_{d_1} = KT\sqrt{R_1 R_2} = \frac{1}{1+2^2}\ 235\ 10^{3} = 94.10^{3}\,\Omega$$

Calcul de l'impédance dynamique du 2ème tube.

La résistance de charge reportée aux bornes du secondaire est :

$$100 \times 2^2 = 400\ K\Omega$$

$$R_2 = \frac{235 \times 400}{235 + 400} = 148\ K\Omega$$

Donc : $Z_{d_2} = KT\sqrt{R_1 R_2} = 0{,}5\sqrt{235 \times 148.10^{6}}$

$$Z_{d_2} = 93\ 500\ \Omega$$

Le gain de l'amplificateur est : $G = S\ Z_{d_1}\ S\ Z_{d_2}\ \frac{1}{2} = \frac{\overline{1{,}2}^2\ 94 \times 93{,}5}{2} = 6325$

La tension de sortie est : $\frac{6325}{1000} = 6{,}325$ volts

- Lorsque la résistance de 100 $K\Omega$ est branchée aux bornes de la totalité du secondaire R_2 devient :

$$R'_2 = \frac{235 \times 100}{235 + 100} = 70\ K\Omega$$

Ainsi R_2 est divisé par $\frac{148}{70} = 2{,}11$

Z_{d_2} est divisé par $\sqrt{2{,}11} = 1{,}45$

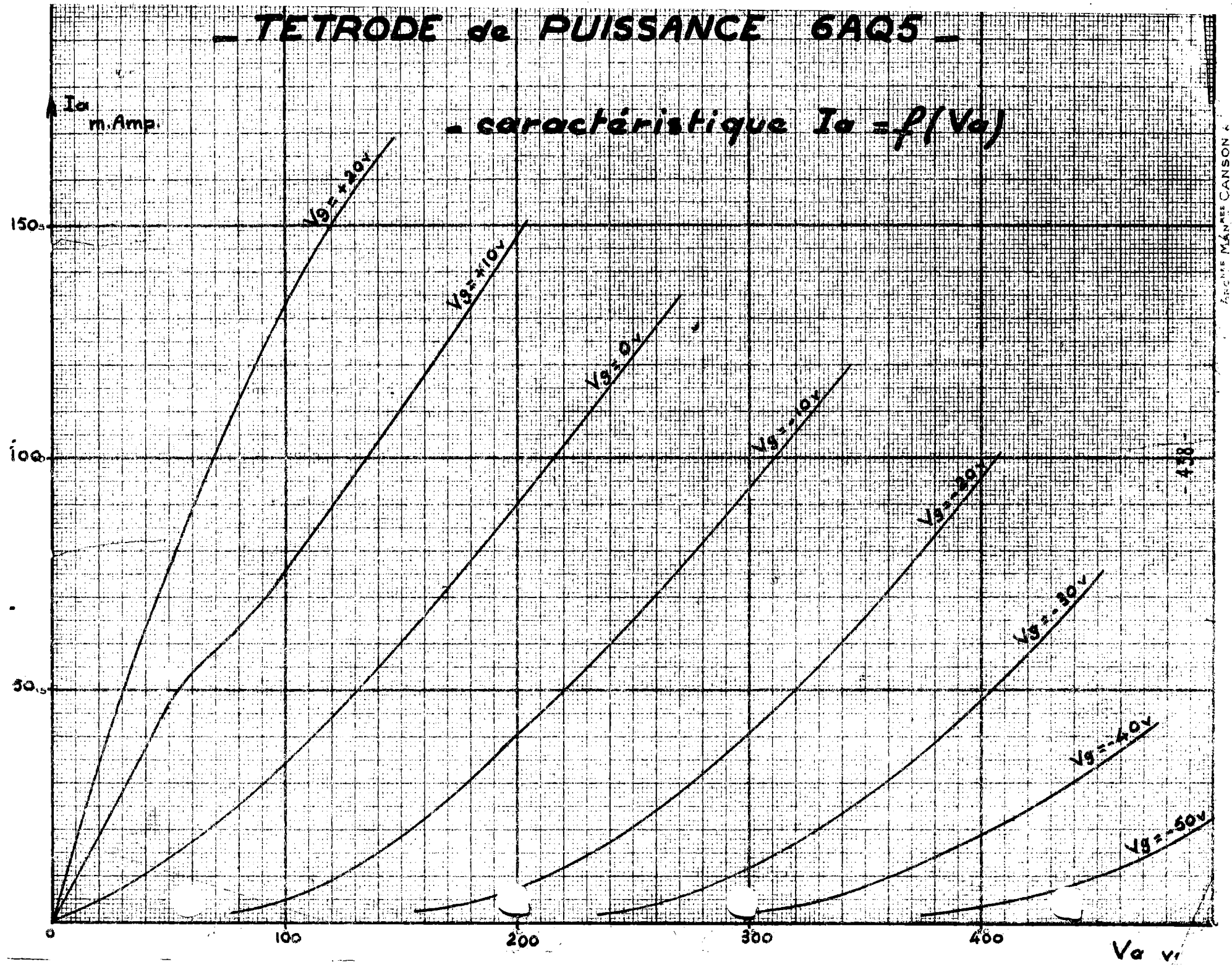
La tension de sortie devient alors :

$$6{,}325 \times \frac{2}{1{,}45} = 8{,}7 \text{ volts}$$

La tension de sortie n'est augmentée que de 37%;par contre la sélectivité est réduite car le secondaire du deuxième transformateur est fortement amorti.

_ TETRODE de PUISSANCE 6AQ5 _

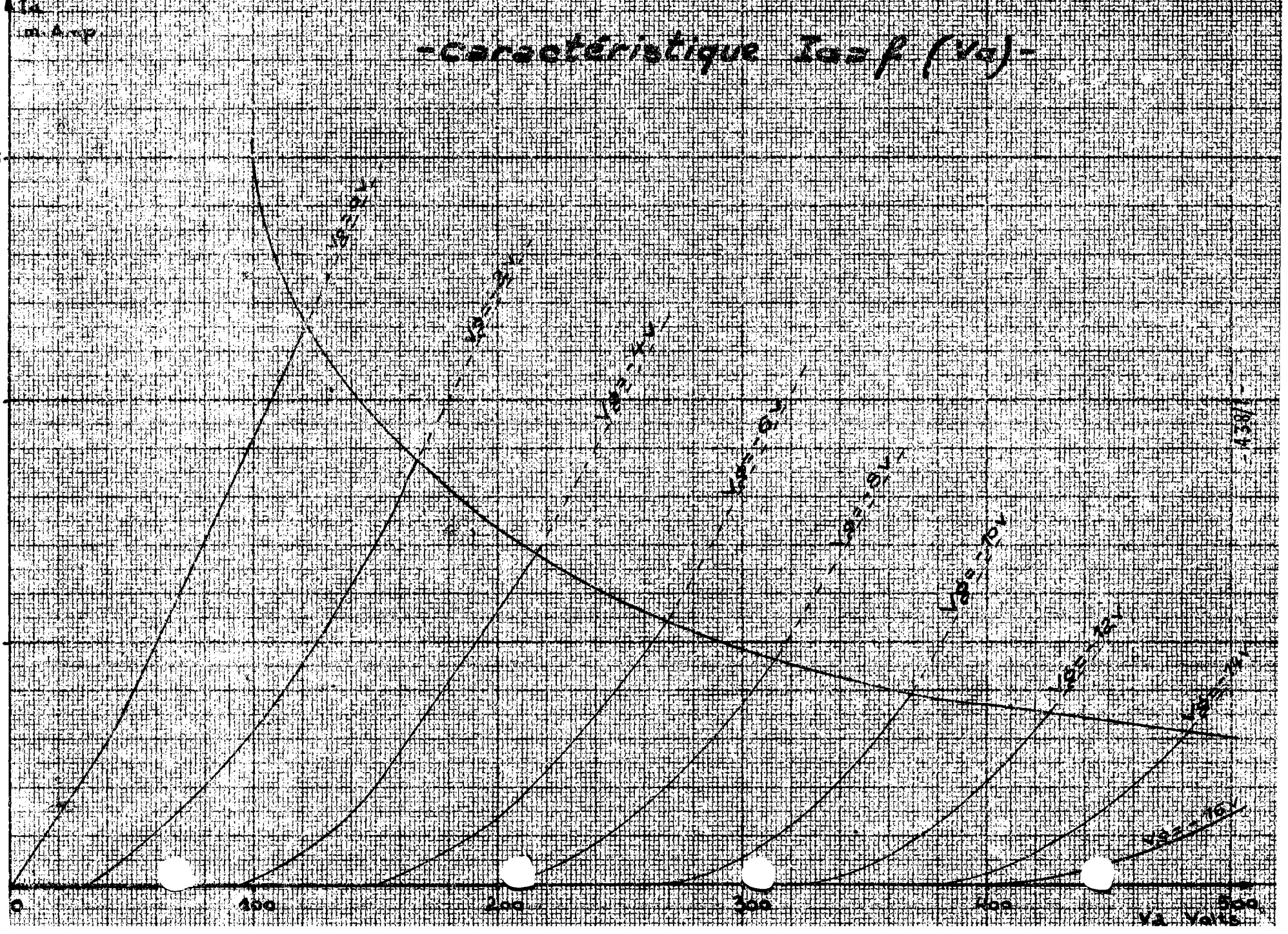
_ caractéristique Ia = f(Va)



ARCHIVES MANNES CANSON

— Double TRIODE E.C.C. 40 —

- caractéristique $I_a = f(V_a)$ -



CHAPITRE III

OSCILLATEURS

Les oscillateurs transforment l'énergie continue d'une source d'alimentation en énergie alternative.

On doit distinguer: les générateurs sinusoïdaux
les générateurs d'impulsions

3,1 GENERATEURS SINUSOIDAUX

3,11 Oscillateurs à circuit L C

3,111 Principes Généraux.

Condition d'entretien.

Considérons les deux schémas représentés sur la fig.450 l'un avec une alimentation série et l'autre avec une alimentation parallèle.

Le circuit oscillant intercalé dans le circuit plaque est couplé avec une self branchée dans le circuit grille. La grille est polarisée négativement pour une raison que nous donnerons plus loin.

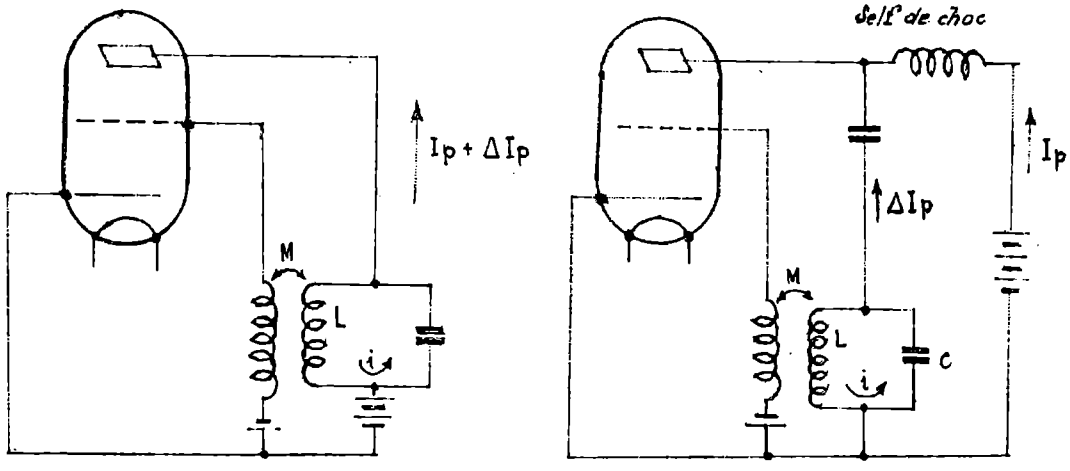


Fig.450

A la fermeture du circuit plaque, une oscillation libre est déclenchée dans le circuit oscillant du fait de l'établissement du courant.

Une f.é.m. de même fréquence est induite dans la bobine de grille et il en résulte une variation de courant plaque qui peut, si le sens du couplage est convenable, être en phase avec le courant oscillant; il y a en sorte un apport d'énergie à la même fréquence pouvant compenser l'énergie perdue par la résistance du circuit. L'oscillation est dite auto-entretenue.

Pour un couplage inverse, il y aurait augmentation de l'amortissement et les oscillations cesseraient très rapidement.

Les montages oscillateurs précédents peuvent être remplacés par le schéma équivalent de la fig.451, valable pour la composante alternative du courant.

Les sens de courants ont été portés en se basant sur la remarque suivante:

Le courant ΔI_p se répartit entre les deux dérivations L R et C; mais on peut supposer que la capacité est traversée seule par le courant ΔI_p et qu'il existe un courant dans le circuit fermé L R C qui, dans le cas présent, s'ajoute au courant oscillant, en ce qui donne une valeur résultante i.

Soient ρ la résistance interne de la lampe et K son coefficient d'amplification.

Le courant i induit dans le circuit grille une f.é.m. $\Delta V_g = - M \frac{di}{dt}$, laquelle peut être remplacée par $\Delta V_p = k\Delta V_g = KM \frac{di}{dt}$ dans le circuit plaque. Il y a changement de signe car une diminution de tension grille est équivalente à une augmentation de tension plaque.

La grille est polarisée de telle façon qu'il n'y ait pas de courant grille, il n'y a donc pas de réaction du circuit grille sur le circuit oscillant par mutuelle induction.

Appliquons la loi de Kirchhoff à la maille ρc il vient:

$$\rho \Delta I_p + V = kM \frac{di}{dt} \qquad (1)$$

Pour la maille L R C on a:

$$L \frac{di}{dt} + Ri + V = 0 \qquad (2)$$

La capacité est traversée par un courant $i + \Delta I_p$

On peut écrire $\frac{dq}{dt} = i + \Delta Ip = c\frac{dv}{dt}$ (3)

Mais d'après l'équation (2)

$$V = -L\frac{di}{dt} - Ri$$

et $$\frac{dv}{dt} = -L\frac{d^2i}{dt^2} - R\frac{di}{dt}$$

tirons ΔIp de l'équation (3)

$$\Delta Ip = -C\left(L\frac{d^2i}{dt^2} + R\frac{di}{dt}\right) - i$$

et portons cette nouvelle expression de ΔIp et V dans l'équation (1), il vient:

$$-\rho c\left(L\frac{d^2i}{dt^2} + R\frac{di}{dt}\right) - \rho i - L\frac{di}{dt} - Ri - KM\frac{di}{dt} = 0$$

en divisant les deux membres par ρc et en changeant de signe on obtient:

$$L\frac{d^2i}{dt^2} + R\frac{di}{dt} + \frac{L}{\rho c}\frac{di}{dt} + \frac{KM}{\rho c}\frac{di}{dt} + \frac{i}{c} + \frac{Ri}{\rho c} = 0$$

soit

$$L\frac{d^2i}{dt^2} + \left(R + \frac{L+KM}{\rho c}\right)\frac{di}{dt} + \frac{i}{C}\left(1 + \frac{R}{\rho}\right) = 0$$

C'est l'équation d'un circuit oscillant L'R'C'

$$L'\frac{d^2i}{dt^2} + R'\frac{di}{dt} + \frac{i}{C'} = 0$$

donnant une oscillation libre de pulsation

$$\omega' \# \sqrt{\frac{1}{L'C'}}$$

avec un amortissement

$$a' = \frac{R'}{2L'}$$

Dans le cas présent

$$L' = L$$
$$R' = \left(R + \frac{L+KM}{\rho c}\right)$$
$$C' = C\frac{1}{\left(1 + \frac{R}{\rho}\right)}$$

Lorsque la mutuelle est négative, le facteur $\left(R + \frac{L+KM}{\rho c}\right)$ peut s'annuler ainsi que l'amortissement; le terme $\frac{L+KM}{\rho c}$ joue dans le circuit le rôle d'une résistance négative.

En résumé, pour avoir un régime d'oscillations auto-entretenues, il faut que:

$$R + \frac{L + KM}{\rho c} < 0$$

La limite $R + \frac{L + KM}{\rho c} = 0$ est appelée conditions limite d'entretien d'où l'on tire la mutuelle critique:

$$M = - \frac{R \rho c + L}{k}$$

Amplitude des oscillations - Polarisation automatique.

Il semble que la seule condition de fonctionnement possible soit celle pour laquelle

$$R + \frac{L + KM}{\rho c} = 0$$

et que pour $R + \frac{L + KM}{\rho c} < 0$, l'énergie apportée au circuit étant plus grande que l'énergie perdue, il doit se produire une augmentation régulière de l'amplitude et ainsi le régime stable ne peut être atteint.

Il faut remarquer alors que l'équation d'où a été tirée la condition d'entretien a été établie en zone linéaire des caractéristiques pour laquelle les coefficients k et ρ ont été déterminés; d'autre part la polarisation négative supprimait le courant grille.

En réalité, dès que l'oscillation grille atteint une valeur suffisante, le fonctionnement se trouve modifié du fait

a) de l'apparition d'un courant grille pendant les pointes positives,
b) de la variation des coefficients $k\rho$.

Introduisons dans ce circuit grille une résistance shuntée par une capacité:

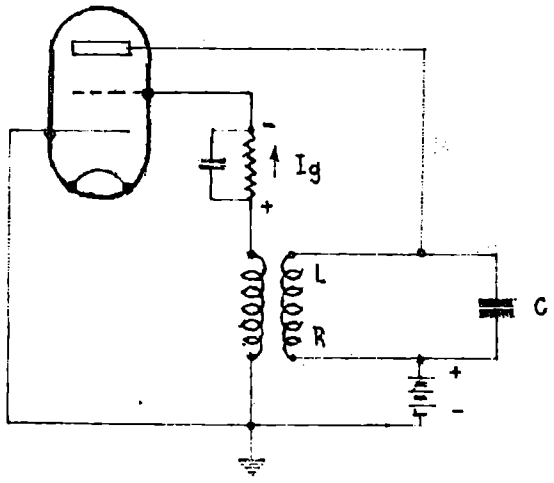


Fig.451

Supposons que le couplage donne:

$$R + \frac{L + kM}{\rho C} < 0$$

le terme $\frac{L + kM}{\rho C}$ équivalent à une résistance négative l'emporte sur la résistance d'amortissement R. L'oscillation augmente ainsi d'amplitude dès la mise en fonctionnement. L'accroissement d'amplitude est limité pour deux raisons:

- la grille soumise à une tension alternative produit un courant pendant les impulsions positives. La composante continue dans la résistance, filtrée par la capacité en dérivation, assure la polarisation de la grille, de telle sorte que seules subsistent de petites impulsions positives destinées à compenser les pertes de charge de la capacité dans la résistance.

  Le point moyen de fonctionnement se décale donc vers les potentiels négatifs au fur et à mesure de l'augmentation de l'amplitude de l'oscillation,

- l'oscillation limitée d'un côté à $V_g \neq 0$ l'est également de l'autre côté par les variations des caractéristiques du tube. Le terme équivalent à une résistance négative peut s'écrire $\frac{L}{\rho C} + \frac{SM}{C}$

L'amplitude des oscillations en augmentant atteint les zones de courbure pour lesquelles la résistance interne augmente et la pente diminue. La résistance négative diminue jusqu'à égaler la résistance R et l'amplitude se stabilise.

Lorsque le couplage est légèrement supérieur au couplage limite d'entretien, l'oscillation se stabilise avec une faible distorsion, l'oscillateur fonctionne en classe A.

Dans le cas de couplage élevé, l'amplitude doit augmenter dans de plus larges limites pour atteindre le régime stable, la distorsion qui apparaît est d'autant plus grande que le couplage est élevé, par contre le rendement s'améliore en raison du fonctionnement en classe B et C; c'est le cas des oscillateurs de puissance (Fours HF)

Remarques:

1) Aux couplages élevés il peut se produire un régime de relaxation par blocages successifs de l'oscillateur par les impulsions négatives de grille

2) Une variante du circuit de polarisation est donnée par la fig. 453. La résistance est branchée entre la grille et la cathode, la

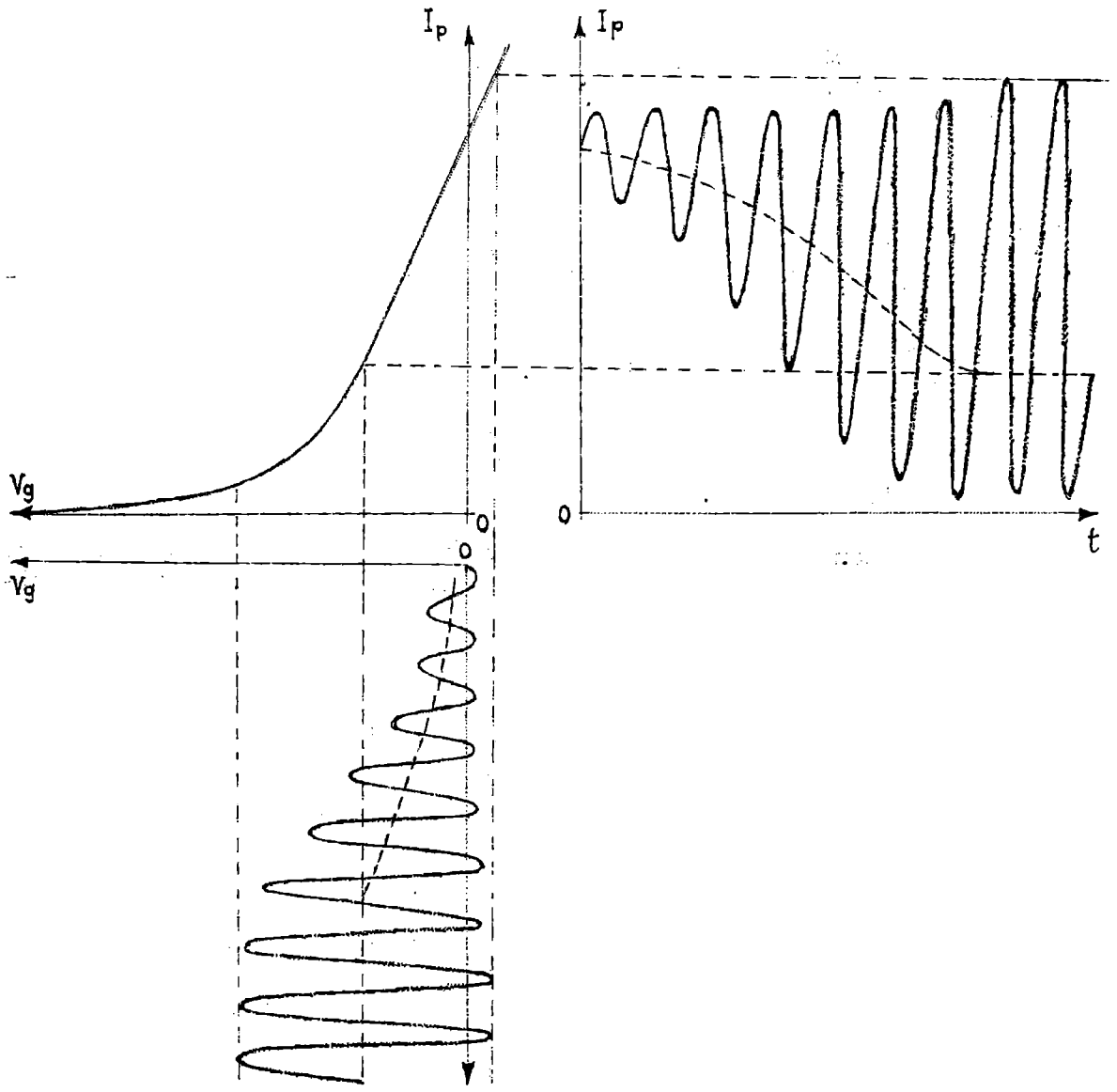


Fig. 452

la composante continue du courant grille ne traverse plus alors la bobine de grille, le fonctionnement est identique.

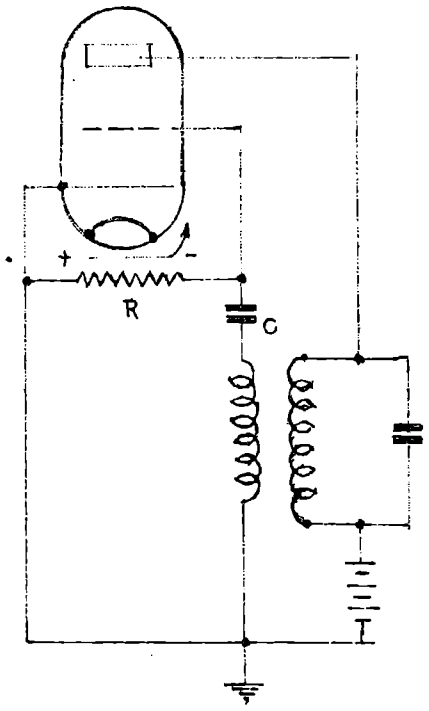


Fig. 453

Stabilité de fréquence.

Etudions quelles sont les causes de variation de fréquence dans les oscillateurs précédents.

A l'état stable, la résistance négative est égale à la résistance propre du circuit, donc la valeur de la pulsation de l'oscillateur devient:

$$\omega = \sqrt{\frac{1}{LC}\left(1 + \frac{R}{\rho}\right)}$$

Au point de vue des variations de fréquence nous avons donc à considérer:

a) l'influence de L et de C. Les valeurs de L et de C peuvent se trouver modifiées par des dilatations ou des trépidations,

b) l'influence de ρ . Nous avons vu que la valeur de la résistance interne varie suivant le point de fonctionnement, or ce dernier dépend du couplage et de la tension d'alimentation.
Il faut donc avoir un couplage constant et une tension d'alimentation stable (stabilisation par tube à gaz).

Il faut considérer en outre :

c) l'influence de la phase de réaction.

Si le courant de réaction est légèrement en avance sur l'oscillation libre, il tend à accélérer celle-ci, donc augmente la fréquence.

Si le courant de réaction est légèrement en retard, il produit l'effet inverse et diminue la fréquence.

d) l'influence de la distorsion.

La distorsion qui apparaît du fait d'un couplage trop élevé modifie le régime de fonctionnement et produit une variation de fréquence, il se produit de plus des harmoniques gênants.

e) l'influence de réactions secondaires que nous allons étudier spécialement.

On distingue:

- l'action d'un circuit passif couplé à l'oscillateur et l'action d'un autre oscillateur à fréquence très peu différente.

Action d'un circuit passif couplé à l'oscillateur.

Couplons le circuit L_2 C_2 dont le condensateur permet le réglage de l'accord, avec un oscillateur dont le circuit oscillant L_1 C_1 est à fréquence fixe (fig.454).

L'oscillateur étant à couplage fixe avec une mutuelle M, étudions l'action du circuit L_2 C_2 sur la fréquence d'oscillations pour différentes valeurs de la mutuelle M' entre L_1 et L_2

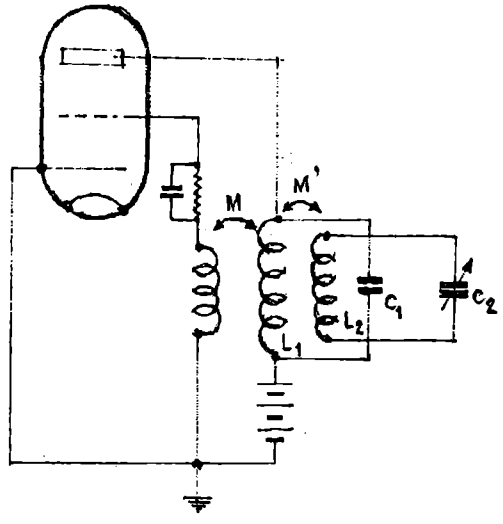


Fig. 454

en faisant varier dans chaque cas la capacité C_2 .

Soit T_1 la période propre du 1er circuit
T_2 la période propre du 2ème circuit
T la période de l'oscillation.

Nous avons $T_2 = 2\pi\sqrt{L_2 C_2}$

donc $T_2^2 = K C_2$

et nous allons étudier

$$T^2 = f\left(T_2^2\right) \qquad \text{avec} \quad T_1 = c^{te}$$

c'est-à-dire $T^2 = f C_2$

- Pour un couplage très lâche, le circuit L_2 C_2 n'agit pas.

Quelles que soient les valeurs de T_2 , la période d'oscillation est égale à T_1 .

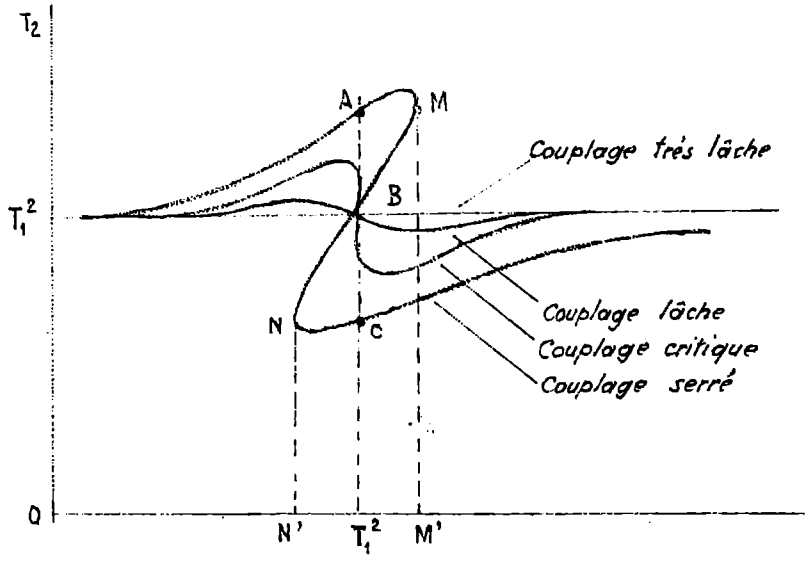


Fig. 455

- Si on rapproche le circuit L_2 C_2 il y a réaction et la période T dépend de la période T_2 .

. Lorsque $T_2 = T_1$ la fréquence d'oscillation est égale à leur valeur commune. Lorsque $T_2 > T_1$ la période d'oscillation diminue, lorsque $T_2 < T_1$ elle augmente.

. Pour une période T_2 très différente de T_1 le circuit L_2 C_2 agit moins sur l'oscillateur et la période T tend vers T_1 .

- pour le couplage critique, il se produit une discontinuité au passage à l'accord.

- pour un couplage supérieur au couplage critique, on obtiendrait théoriquement la courbe A M N C et pour les valeurs de T_2^2 comprises entre N' et M' on aurait 3 valeurs T^2 possibles.

En pratique on observe un saut brusque lorsque l'on passe par $T_2 = T_1$.

Ainsi la zone A M B N C est instable, sur la fig.456 , le fonctionnement stable représenté en trait gras est limité par les points A et C pour lesquels il y a 2 solutions. Si on dérègle le

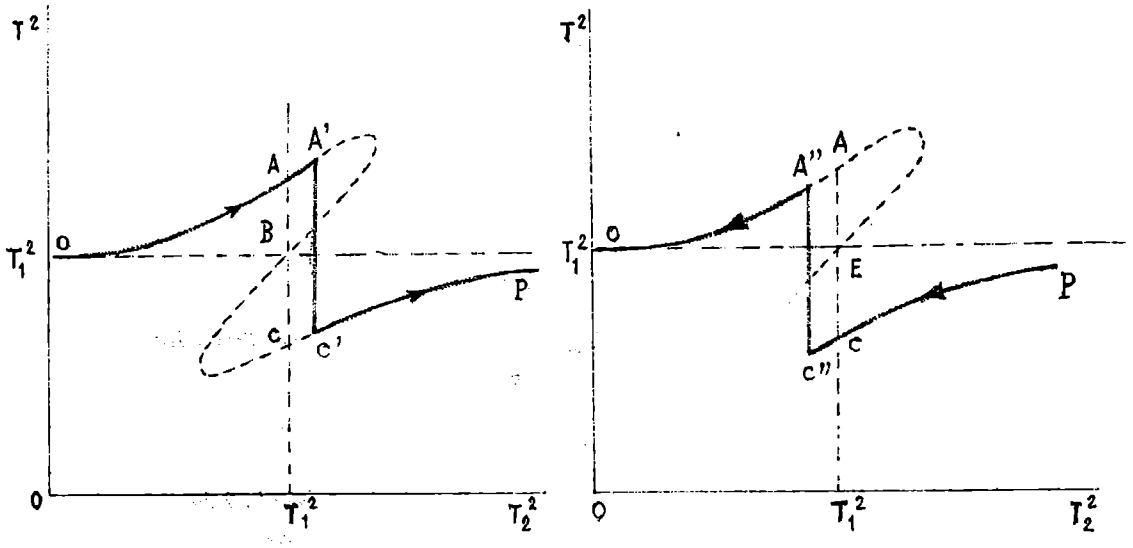


Fig. 456

circuit L_2 C_2 pour placer le fonctionnement dans une zone de stabilité et que l'on règle le circuit afin d'obtenir $T_2 = T_1$, on obtient des résultats différents suivant que l'on part de $T_2 > T_1$ ou $T_2 < T_1$

En partant de $T_2 < T_1$ le fonctionnement correspond à la courbe OA' C'P

En partant de $T_2 > T_1$ le fonctionnement correspond à la courbe PC" A" O. C'est ce qu'on appelle le phénomène de traînage, celui-ci étant d'autant plus accentué que le couplage est plus serré.

- Lorsque l'oscillateur a un couplage plus lâche entre le circuit plaque L_1 C_1 et le circuit d'entretien, il décroche sur une plage de part et d'autre du point pour lequel $T_1 = T_2$ (fig.457).

En effet dans cette zone la résistance du circuit est augmentée de l'image de la résistance du circuit passif $\frac{M^2\omega^2}{R}$; comme

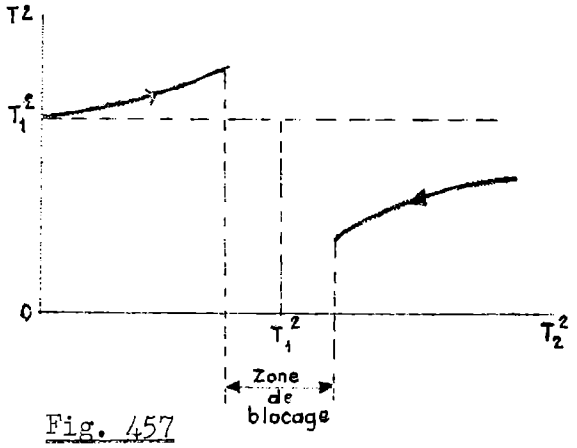


Fig. 457

la résistance négative fournie par le circuit est faible, la condition d'entretien des oscillations n'est plus réalisée.

Cette influence du couplage du circuit passif sur la fréquence devient extrêmement gênante dans le cas du couplage direct de l'oscillateur sur un circuit d'antenne, en effet les caractéristiques de celui-ci peuvent se trouver modifiées sous l'effet de perturbations extérieures, ce qui conduit à une variation de fréquence.

Synchronisation.

Si l'on couple un générateur avec un oscillateur, on constate une mise en synchronisme des deux oscillations lorsque la fréquence du générateur est proche de la fréquence de l'oscillateur.

C'est ce que l'on peut vérifier à l'aide du montage donné par la figure 458.

Appelons ω_1 la pulsation de l'oscillateur et ω_2 la pulsation du générateur.

Nous supposerons que le générateur est absolument isolé de toute réaction de la part de l'oscillateur.

Faisons varier ω_2 de 0 à une valeur dépassant largement ω_1 et notons les valeurs de ω_1 (figure 459)Lorsque ω_2 est très faible,

l'oscillateur n'est pas influencé, sa pulsation est ω_0.

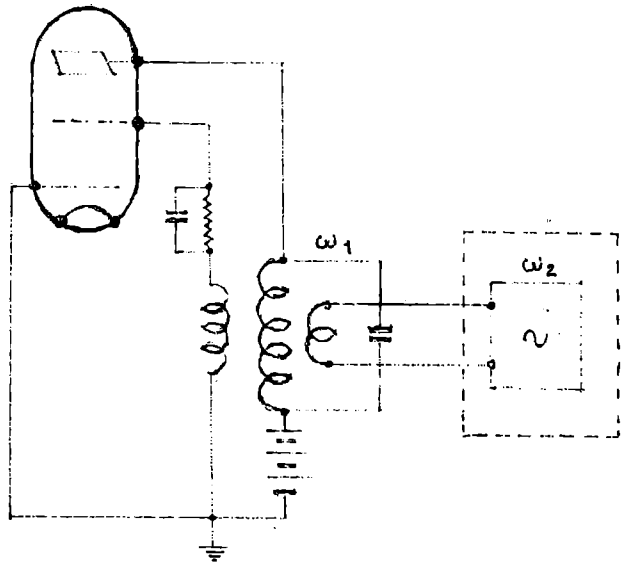


Fig. 458

Mais lorsque ω_2 se rapproche de ω_0, il se produit un phénomène d'entraînement de fréquence. L'oscillateur est soumis de la part du générateur à une réaction de pulsation ω_2 légèrement plus petite que ω_0. Tout se passe comme si la réaction avait un léger retard, donc la pulsation diminue et tend à se rapprocher de la pulsation ω_2, ceci d'autant plus que ω_2 est proche de ω_0. Il se produit donc une mise en synchronisme de l'oscillateur avant que $\omega_2 = \omega_0$ (point A).

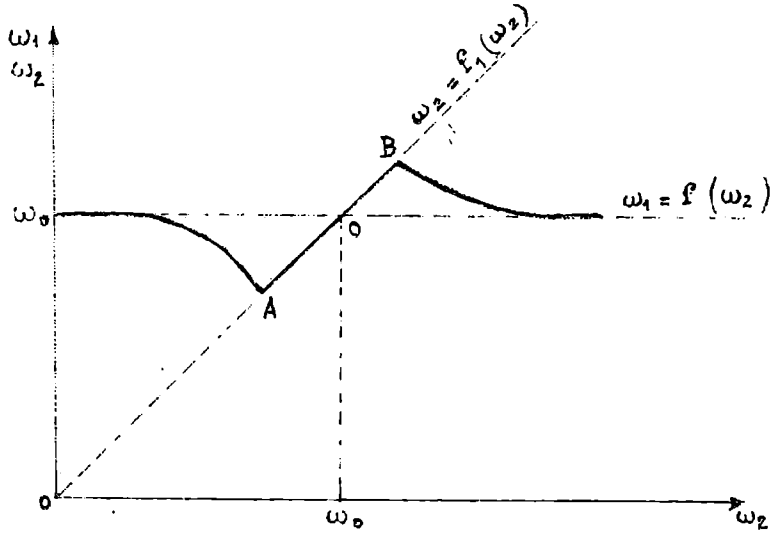


Fig. 459

Le même phénomène se continue pour des valeurs de ω_2 légèrement supérieures à ω_0. Pour un décalage trop grand la pulsation

de l'oscillateur se dégage de la pulsation du générateur (point B), il n'y a plus synchronisme mais il y a toujours entraînement de fréquence. La réaction de ω_2 crée une avance de phase, donc une pulsation supérieure à ω_0 et ceci d'autant moins que ω_2 s'éloigne de ω_0 .

On remarque une dissymétrie de la zone de synchronisme par rapport au point O.

Si le couplage du générateur est plus élevé, la zone de synchronisme augmente et la dissymétrie s'accentue.

3,112 Montage à circuit oscillant dans la grille.

On obtient un fonctionnement analogue en plaçant le circuit oscillant dans la grille et la bobine d'entretien dans la plaque.

Cette solution permet de mettre à la masse le circuit oscillant tout en utilisant une alimentation série (figure 460).

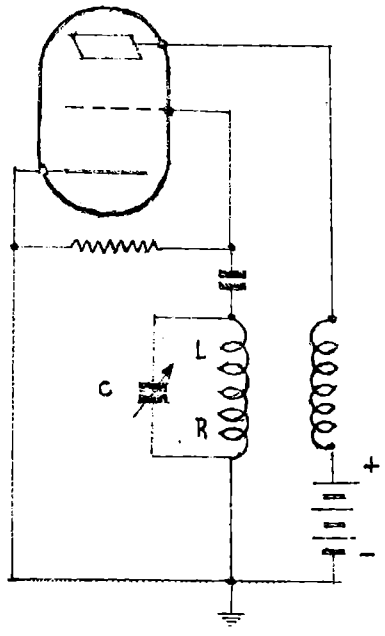


Fig. 460

La condition d'entretien est dans le cas:

$$R + \frac{M}{C\rho}\left(K + \frac{M}{L}\right) \leqslant 0$$

Il faut encore que la mutuelle soit négative.

En pratique $\frac{M}{L}$ est négligeable devant k et la condition d'entretien devient:

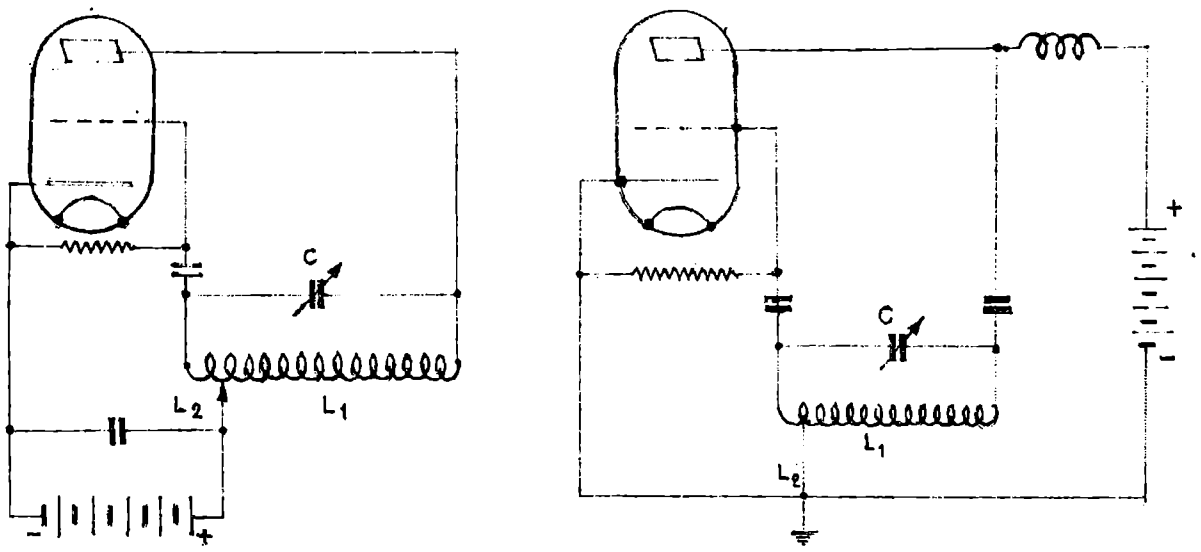
$$R + \frac{kM}{c\rho} \leqslant 0$$

ce qui donne une mutuelle $M \geqslant -\frac{Rc\rho}{k}$ soit $M \geqslant -\frac{Rc}{S}$

3,113 Montage Hartley.

Dans ce montage le circuit oscillant est branché entre grille et anode.

Une partie de l'inductance se trouve introduite dans le circuit grille et assure l'entretien.



Montage série Montage parallèle

Fig. 461

Le montage Hartley ne diffère des montages précédents que par le branchement de la capacité variable qui au lieu d'accorder uniquement le bobinage de plaque ou le bobinage de grille accorde l'ensemble des 2 circuits.

Si L_2 est la portion du bobinage grille, la f.é.m. de contrôle est $-(M + L_2)\,\omega I$

Le couplage qui dépend de la mutuelle $M = \gamma\sqrt{L_1 L_2}$ et de L_2 est moins critique que dans les cas précédents.

Lorsque la prise de masse se déplace de la grille vers la

plaque le couplage croît, passe par un maximum, puis décroît. Il est nul aux deux extrémités.

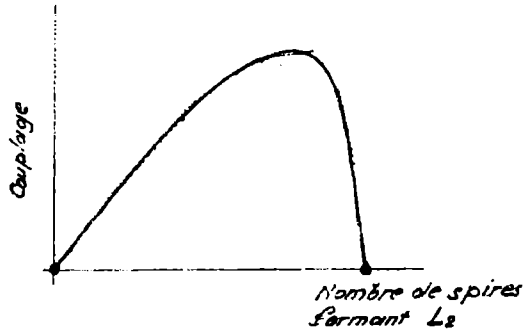


Fig. 462

La fréquence d'oscillation est

$$f = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$$

avec $L = L_1 + L_2 + 2M$

Ainsi pour un nombre de spires total donné de montage Hartley permet d'obtenir une fréquence plus basse que les montages précédents.

En première approximation la condition de couplage critique peut être déterminée par la méthode suivante:

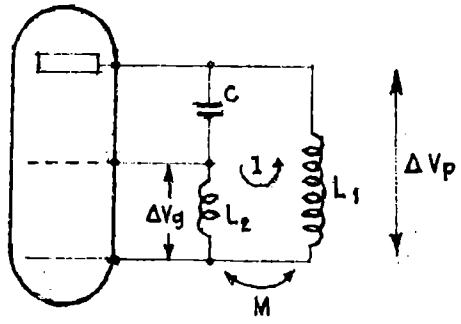


Fig. 463

Pour la composante alternative seule et en négligeant l'influence de la résistance du circuit et de la résistance interne du tube, l'oscillateur peut être représenté par la figure 463.

Si I est le courant oscillant on a: $\Delta V_g = (M + L_2)\,\omega I$
$\Delta V_p = (M + L_1)\,\omega I$

mais $\Delta V_p = G \, \Delta V_g$

donc il faut que $G = \dfrac{M + L_1}{M + L_2}$

Dans le cas où le gain est assez élevé L_2 doit être faible et M est négligeable devant L_1
L_2 est négligeable devant M

donc $G = \dfrac{L_1}{M} = \dfrac{L_1}{X\sqrt{L_1 L_2}} = \dfrac{1}{X}\sqrt{\dfrac{L_1}{L_2}}$

soit avec les nombres de spires

$$G = \frac{1}{X} \frac{N_1}{N_2}$$

Le montage Hartley nécessite un condensateur variable à stator et rotor isolés.

3,114 Montage Colpitts.

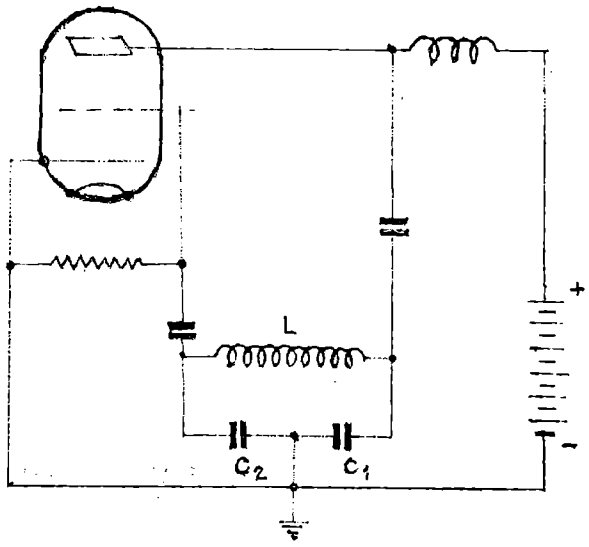


Fig. 464

Le circuit oscillant branché entre grille et anode comporte 2 capacités en série dont C_2 enserré dans le circuit grille.

La fréquence d'oscillation est:

$$f = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \quad \text{avec} \quad C = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}$$

La tension injectée dans le circuit grille $-\dfrac{I}{C_2\omega}$ comparée à $-M\omega I$ dans le cas de l'oscillateur à circuit oscillant dans la plaque, est

de phase convenable pour assurer l'entretien des oscillations. Le couplage varie en fonction inverse de C_2 .

Calculons en première approximation la condition d'entretien à l'aide du schéma équivalent ci-contre (fig.465)

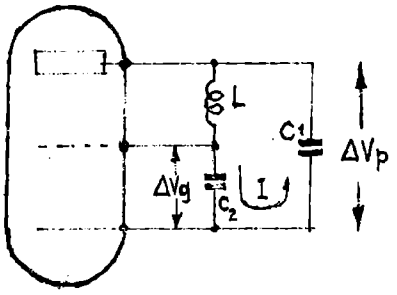


Fig. 465

Si I est le courant oscillant, on a:

$$\Delta V_g = -\frac{I}{C_2\,\omega}$$

$$\Delta V_p = -\frac{I}{C_1\,\omega}$$

mais $\Delta V_p = G\ \Delta V_g$

donc il faut que:

$$G = \frac{C_2}{C_1}$$

Remarques - 1) Le montage Colpitts est utilisé en marine avec des condensateurs scellés. Le règlage de fréquence se faisant par l'inductance.

2) Un cas particulier d'oscillateur Colpitts est le montage Audion (fig.466). Les capacités C_1 et C_2 sont formées par les capacités interélectrodes plaque-cathode et grille-cathode.

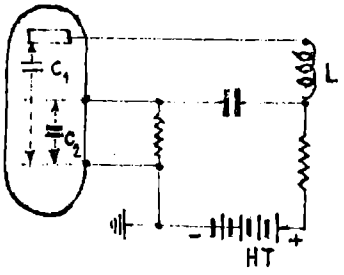


Fig. 466

Ce montage est utilisé en très hautes fréquences. Le règlage de la fréquence est obtenu par noyau ou par une capacité branchée en parallèle avec l'inductance.

3,115 Montage ECO (Electron coupled oscillator).

Le montage ECO réalisé généralement avec des tubes pentodes ou tétrodes dérive du montage Hartley. Le circuit oscillant est placé dans la grille, la réaction se fait dans le retour de cathode par une prise à la base du bobinage.

Le couplage avec le circuit d'utilisation est purement électronique. La présence de l'écran évite toute réaction du circuit de charge sur la partie oscillatrice. Le circuit de charge peut être accordé sur la fréquence d'oscillation (fig.467). Le montage ECO comporte donc un étage pilote oscillateur suivi d'un étage amplificateur séparateur.

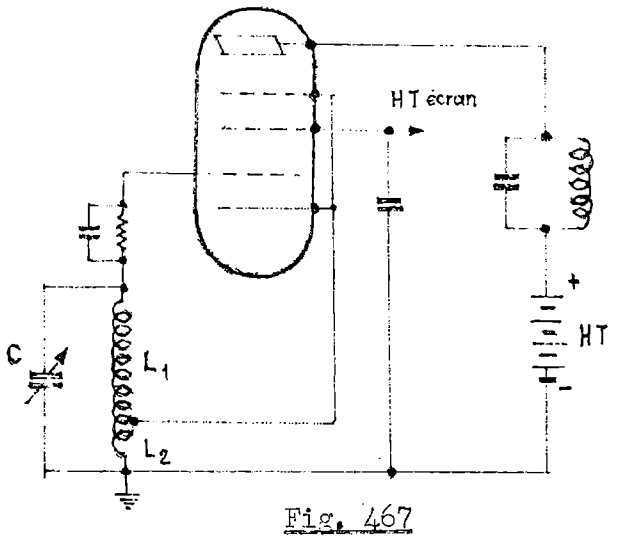


Fig. 467

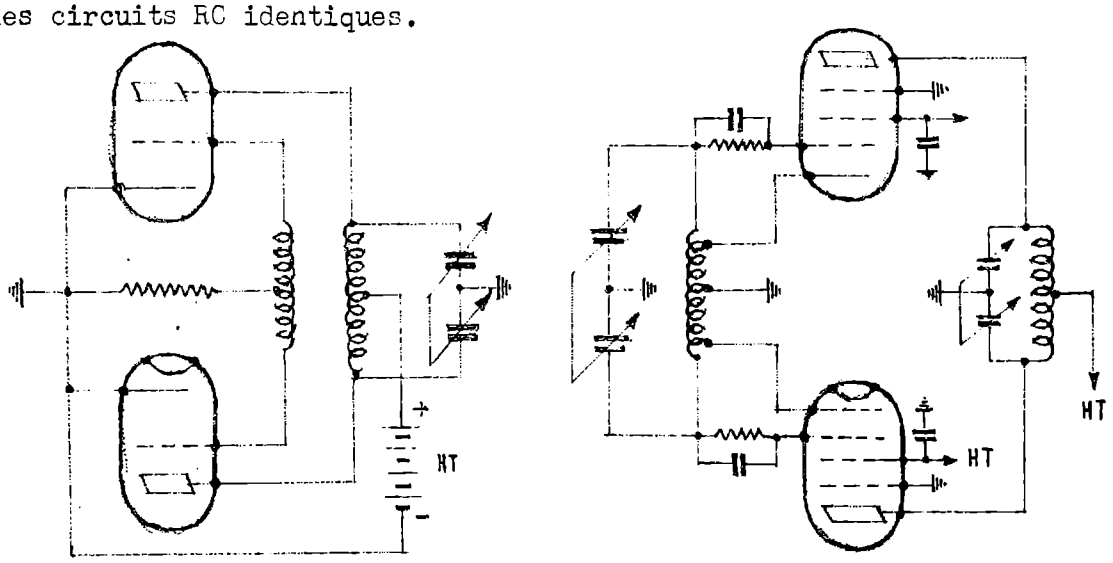
En règle pratique la prise de cathode est faite entre $\frac{1}{3}$ et $\frac{1}{5}$ du nombre de spires total à partir de la base.

3,116 Montage symétrique ou montage Mesny (fig. 468).

L'utilisation de deux tubes permet de réaliser un montage symétrique d'une grande stabilité principalement dans le cas d'ECO symétrique (fig. 468).

Les deux tubes fonctionnent en opposition de phase et ainsi les composantes alternatives se neutralisent dans les circuits communs d'alimentation. Pour la même raison la résistance de polarisation n'est pas shuntée par une capacité dans le schéma (a).

Dans le schéma (b) les 2 tubes doivent être polarisés indépendamment par des circuits RC identiques.



(a) Fig. 468 (b)

Alors que dans les oscillateurs précédents la capacité du circuit oscillant C était augmentée de la capacité interne du tube, dans ce cas la capacité C est augmentée de la moitié de la capacité interne de chaque tube, puisque ceux-ci sont, au point de vue des capacités, placés en série aux bornes du circuit oscillant. Le montage Mesny permet ainsi d'obtenir des fréquences plus élevées.

3,117 Montage à circuits oscillants dans la grille et la plaque ou Montage T.P.T.G. (Tuned Plate-Tuned Grid) (Fig. 469).

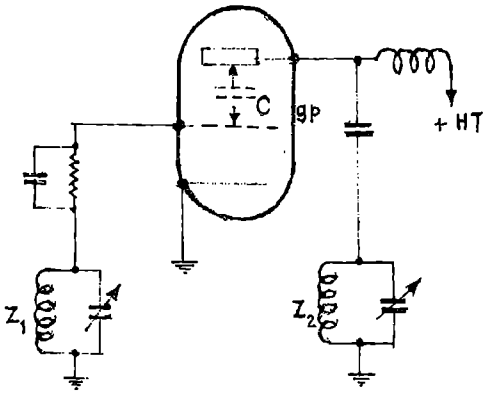


Fig. 469

Ce montage comporte des circuits oscillant dans la plaque et dans la grille.

Le couplage est assuré par la capacité "grille plaque" Si Z_1 et Z_2 sont les impédances des deux circuits, S la pente de la lampe et ω la pulsation produite, la condition d'entretien est: $Z_1 Z_2 C_{gp} S\omega > 2$

3,12

Oscillateurs à quartz.

Le problème de la stabilité de fréquence des oscillateurs est l'un des plus importants de la radioélectricité car il s'applique autant à un générateur de laboratoire qu'à un émetteur. Dans ce dernier cas, l'encombrement des plages de fréquences disponibles exige que la fréquence porteuse varie moins de 1/20.000 de sa valeur.

On atteint même pour certains émetteurs le $1/10^{-6}$. Ce résultat est obtenu à l'aide d'oscillateurs à quartz.

Le schéma le plus simple est donné par la figure 470.
Le quartz est branché entre grille et cathode, une résistance en dérivation assure la polarisation. La plaque est chargée par un circuit bouchon.

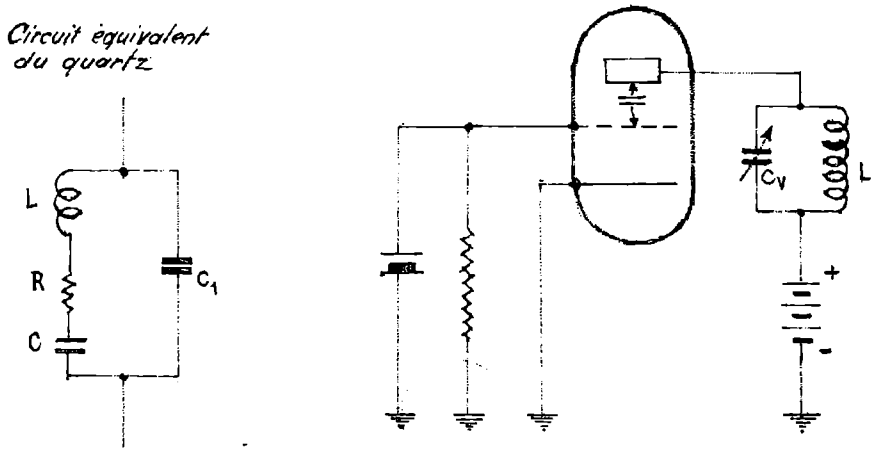


Fig. 470

Une perturbation électrique quelconque déclenche une vibration mécanique du quartz, celui-ci développe une f.é.m. alternative à sa fréquence propre laquelle appliquée dans le circuit grille produit une variation de courant plaque.

L'entretien est produit par réaction du circuit de charge par la capacité grille plaque. Nous avons montré qu'une charge inductive dans le circuit plaque d'une triode fait apparaître une résistance négative à l'entrée. Celle-ci compensant la résistance d'amortissement du quartz donne un régime autoentretenu. Cette charge est obtenue en diminuant la capacité du circuit de charge par rapport à la capacité d'accord. Pour une diminution d'environ 1 % les oscillations produites

passent par un maximum. Une augmentation de la capacité produit le décrochage de l'oscillateur.

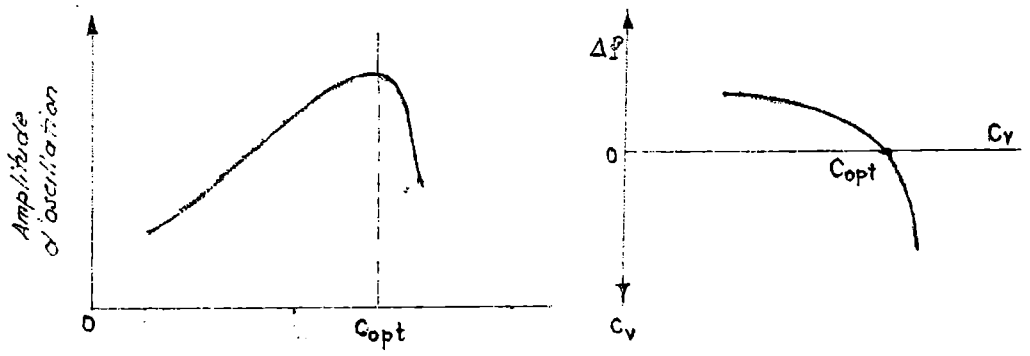


Fig. 471

La fréquence d'oscillation dépend des éléments équivalents L C C_1 du quartz. Or la réaction d'anode fait apparaître une capacité dynamique en parallèle avec C_1 , et modifie la fréquence.

La fréquence varie en fonction de la capacité du circuit de charge Cv sensiblement comme l'oscillation.

Par le même procédé il est possible d'ajuster la fréquence d'oscillation par une petite capacité variable branchée en parallèle avec le quartz.

On utilise souvent le montage Pierce donné par la fig. 472.

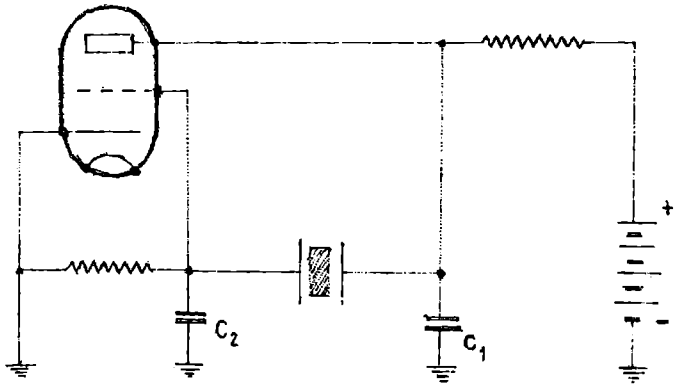


Fig. 472

Le quartz est alors branché entre grille et anode. Le schéma est semblable à celui de l'oscillateur Colpitts.

- Les oscillateurs à quartz sont généralement suivis d'un étage multiplicateur de fréquence tant pour la stabilité que pour l'obtention de fréquences élevées pour lesquelles les cristaux ne sont pas réali-

sables ou sont très fragiles. Lorsqu'une très grande stabilité n'est pas nécessaire on utilise un montage combiné appelé "Tritet" comportant:

- un oscillateur piloté au quartz (élément triode formé par la cathode, la grille de commande et l'écran, le circuit oscillant L_1 C_1 étant dans la cathode),

- un amplificateur chargé par un circuit oscillant L_2 C_2 accordé sur un harmonique du quartz.

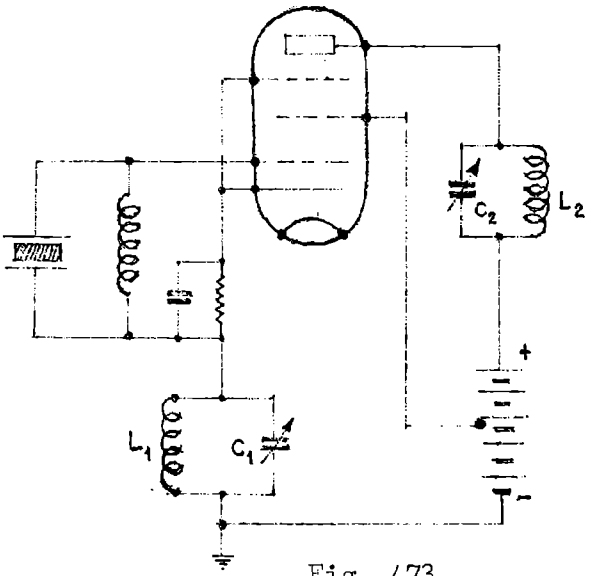


Fig. 473

Une self de choc aux bornes du cristal transmet la polarisation grille qui est assurée par une résistance shuntée dans la cathode.

Le montage Tritet est souvent utilisé par les amateurs.

3,13 Oscillateurs à très hautes fréquences.

En VHF, les circuits oscillants à constantes localisées ne sont plus utilisables, ils sont remplacés par des lignes quart d'onde, bifilaires ou coaxiales.

En employant des lampes triodes à très faible capacité (par exemple de 1,2 à 1,7 pf entre grille et plaque), on peut atteindre des fréquences de l'ordre de 1000 MHz, soit des ondes de 30 cm.

Nous avons montré qu'une ligne quart d'onde court-circuitée présente une impédance infinie à l'autre extrémité; elle est donc assimilable à un circuit bouchon.

La figure 474 donne le schéma le plus simple d'un oscillateur à ligne.

La résistance shuntée assure la polarisation, une self de

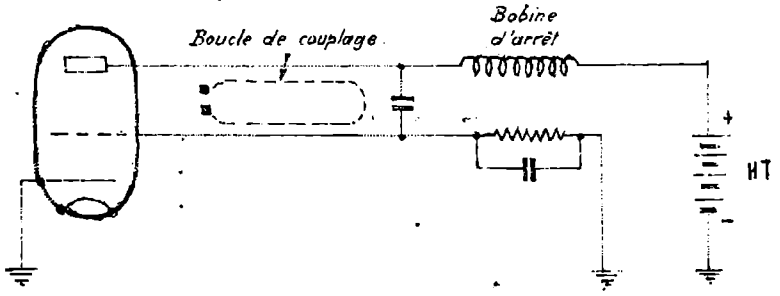


Fig. 474

choc bloque la haute fréquence dans le circuit d'alimentation. Le court-circuit de la ligne est réalisé par une capacité de l'ordre de 100 pF (les circuits grille et plaque devant être isolés au point de vue des tensions continues).

L'utilisation est faite généralement par une boucle de couplage, quelquefois par une prise capacitive sur la ligne. La longueur de la ligne doit être légèrement inférieure à $\frac{\lambda}{4}$ pour tenir compte des capacités parasites C_p (capacité de la lampe et du support).

Calculons la longueur réelle de la ligne.

Nous savons que l'impédance caractéristique est:

$$Z_c = \sqrt{\frac{\ell}{C}} = \frac{30}{C}$$

C étant exprimé en cm par unité de longueur (cm)

On peut calculer la capacité linéique de la ligne

$$C = \frac{30}{Z_c}$$

Les capacités parasites de valeur totale C_p sont assimilables à une longueur $\Delta\ell$ de la ligne telle que:

$$\Delta\ell \times C = C_p$$

La ligne doit donc avoir une longueur:

$$\frac{\lambda}{4} - \Delta\ell = \frac{\lambda}{4} - \frac{C_p}{C}$$

On réalise également des oscillateurs à lignes symétriques.

La figure 475 donne deux adaptations du montage TPTG.

Dans le calcul du raccourcissement de la ligne de plaques il faut compter la moitié de la capacité de sortie d'une lampe de fait de la mise en série.

Le principe de calcul reste le même.

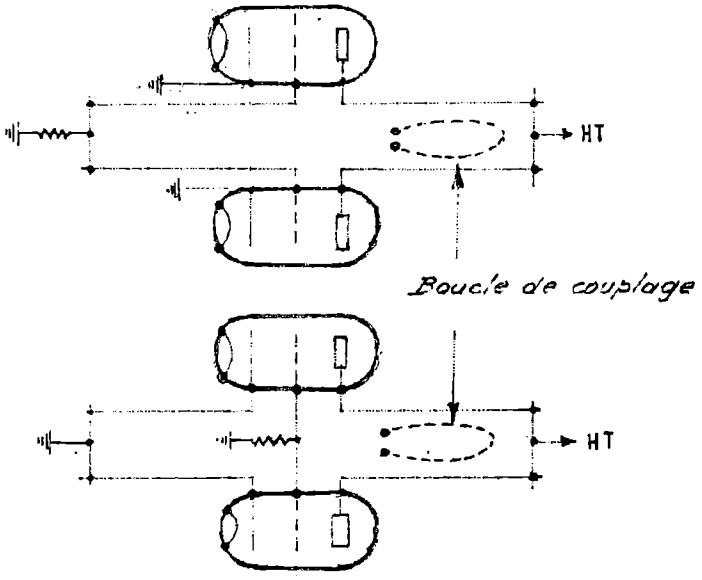


Fig. 475

Les oscillateurs à triodes ordinaires ne peuvent que très difficilement atteindre des fréquences de l'ordre de 600 MHz, ce qui correspond à une longueur d'onde de 50 cm.

Les difficultés rencontrées proviennent principalement du temps de transit des électrons à l'intérieur de la lampe.

Alors que la propagation des oscillations H.F. se fait à 300.000 km/sec sur les conducteurs d'un montage oscillateur, la vitesse des électrons qui transmettent la réaction d'entretien entre la grille et la plaque, est beaucoup plus faible (par exemple 10.000 km/sec). Si v est cette vitesse et d la distance entre grille et plaque, la réaction arrivera sur la plaque avec un retard.

$$\theta = \frac{d}{v}$$

Pour les fréquences inférieures à 600 MHz, ce retard est négligeable devant la période, et le temps de transit n'a aucune influence.

Il n'en est pas de même aux fréquences supérieures.

Supposons que le temps de transit soit de l'ordre de 1/4 de la période de l'oscillation. La réaction d'entretien arrivera sur la plaque avec un déphasage de $\frac{\pi}{2}$, il y aura donc quadrature entre le courant et la tension alternative de plaque, l'énergie mise en oeuvre sera entièrement déwattée et l'entretien impossible.

Si le déphasage est inférieur de $\frac{\pi}{2}$ la proportion d'énergie wattée peut être insuffisante pour que la condition d'entretien soit remplie.

Si le déphasage est supérieur de $\frac{\pi}{2}$ il tend à y avoir une inversion de phase qui bloque l'oscillation.

Il apparaît d'autre part une composante wattée dans le circuit grille qui diminue dans de grandes proportions d'impédance d'entrée. Le rendement est ainsi très atténué.

Pour augmenter la limite de fréquence il faut diminuer le temps de transit.

Il faut donc réduire au minimum la distance entre grille et plaque et augmenter la vitesse des électrons par une augmentation de tension plaque. On est assez vite limité dans cette voie car les deux conditions sont inconciliables.

La difficulté a pu être tournée en utilisant le temps de transit pour définir la période d'oscillation. C'est le principe de l'oscillateur Barkhausen-Kurz basé sur les oscillations électroniques spatiales. La grille est portée à un potentiel très positif, la plaque à un potentiel négatif. Le circuit oscillant est constitué par une ligne accordée par un pont capacitif (fig. 476).

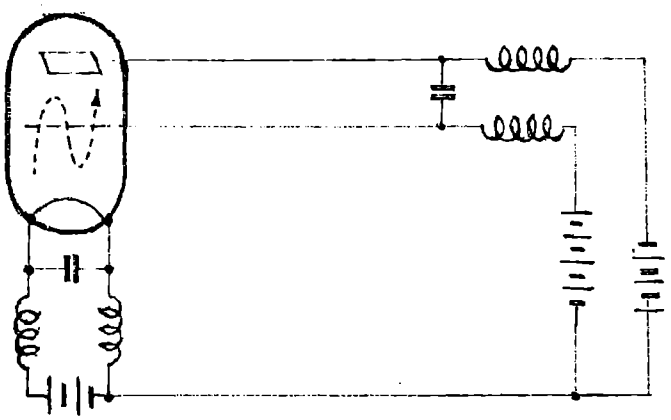


Fig. 476

Il se produit un phénomène assez complexe d'oscillations électroniques autour de la grille, entretenues par la ligne oscillante.

Les électrons sont attirés par la grille positive mais la traversent en partie, ils sont alors repoussés par la plaque et ainsi de suite. Les tensions grille et plaque permettent le réglage de la fréquence d'oscillation mais il y a lieu d'accorder la ligne en même temps.

Le fonctionnement de ces oscillateurs est cependant assez critique. On leur préfère les tubes à modulation de vitesse et les magnétrons à cavités (voir cours d'U.H.F.)

3,14 Oscillateurs à résistance négative.

3,141 Oscillateur dynatron.

Une lampe tétrode présente dans sa caractéristique $I_p = f(V_p)$ une zone dans laquelle la résistance interne de la lampe est négative. Cette irrégularité de la caractéristique est due au courant secondaire qui apparaît lorsque la grille écran est plus positive que la plaque. On remarque d'autre part que la pente de la zone décroissante de la caractéristique $\frac{\Delta I_p}{\Delta V_p} = -\rho$ est variable avec la polarisation de grille de commande.
On dispose donc d'une résistance négative réglable.

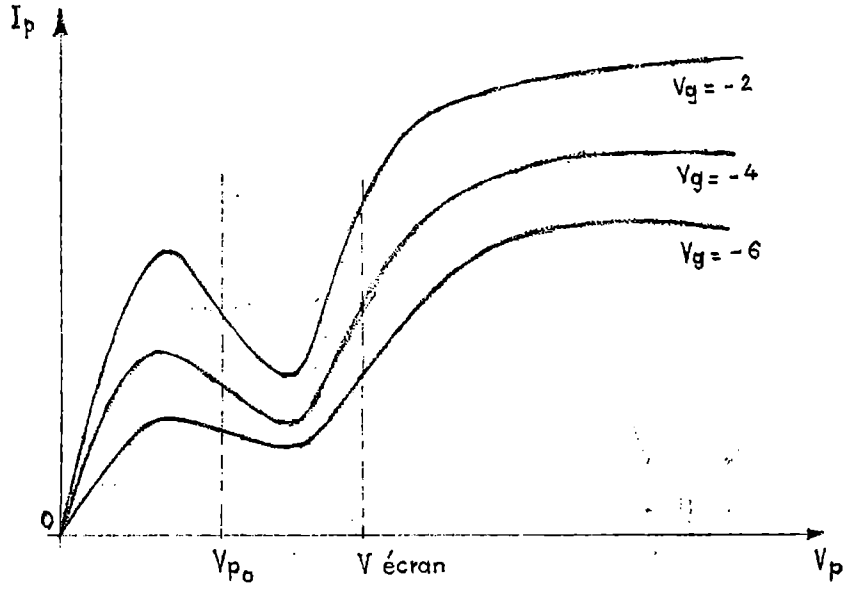


Fig. 477

Ce phénomène appelé "effet dynatron" peut être utilisé pour entretien des oscillations dans un circuit oscillant.

La figure 478 donne le principe de l'oscillateur à dynatron.

La plaque est portée à un potentiel inférieur au potentiel d'écran de façon à régler le point de fonctionnement dans la zone de résistance négative. Le circuit oscillant placé dans le circuit plaque

est désamorti par la lampe pour un potentiel grille convenable.

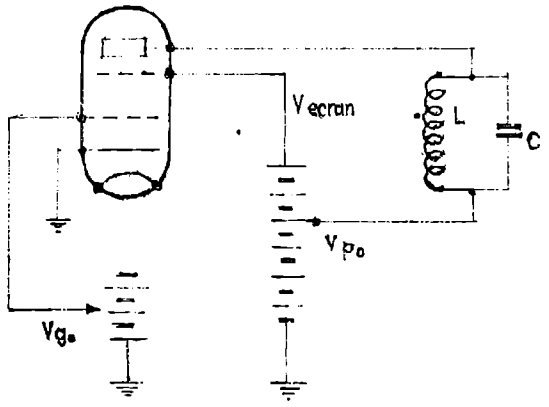


Fig. 478

3,142 Oscillateur transitron.

Une pentode commandée par la grille d'arrêt donne sur une charge d'écran une tension en phase. Cette particularité est utilisée dans l'oscillateur transitron (Fig. 479).

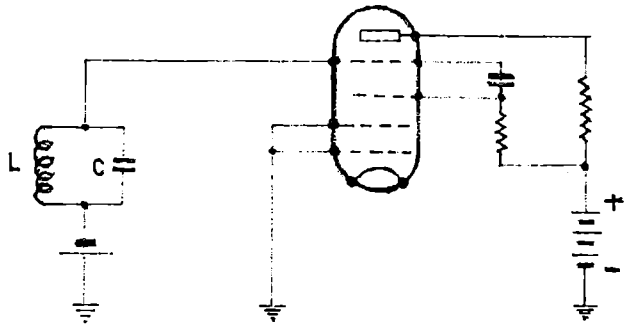


Fig. 479

Un circuit oscillant est branché dans le circuit de grille d'arrêt, le couplage d'entretien est assuré par une capacité entre écran et grille d'arrêt.

3,15 Oscillateurs à circuits R C.

3,151 Oscillateur à déphasage.

Nous savons que le gain d'un amplificateur à réaction positive est:

$$G' = \frac{G}{1 - G\beta}$$

L'amplificateur accroche lorsque

$$G\beta = 1$$

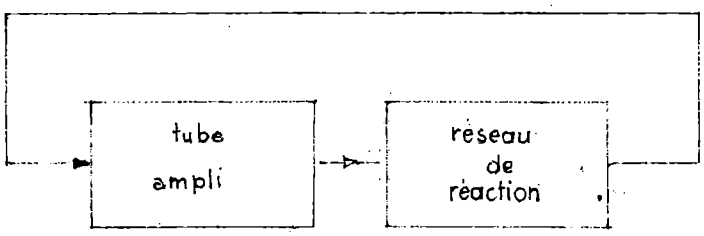


Fig. 480

ce qui implique:

- que le déphasage total du tube et du réseau de réaction soit nul,
- que le gain total de la chaîne soit égal à 1.

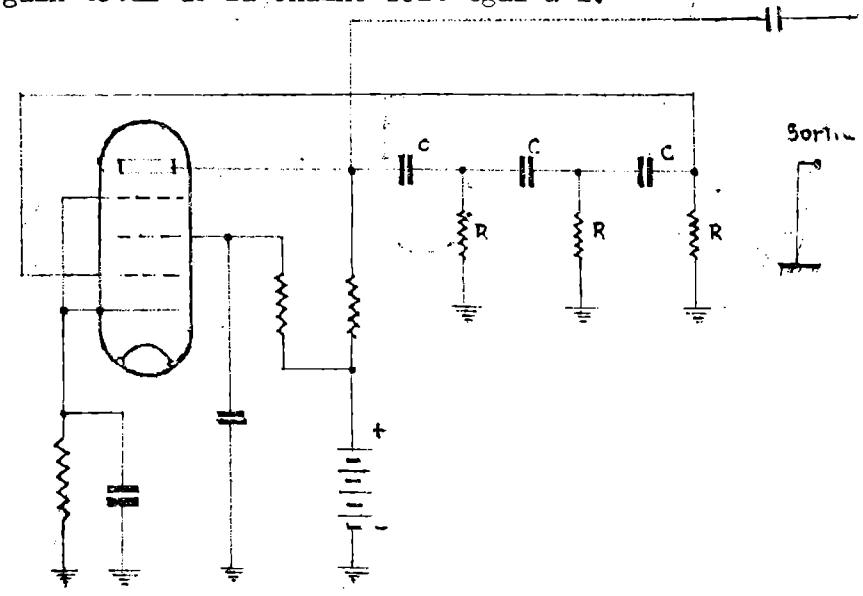


Fig. 481

Lorsque le réseau de réaction est formé de circuits RC (fig.481) la condition d'accrochage se produit pour une seule fréquence dont la valeur est fonction inverse de la constante de temps RC

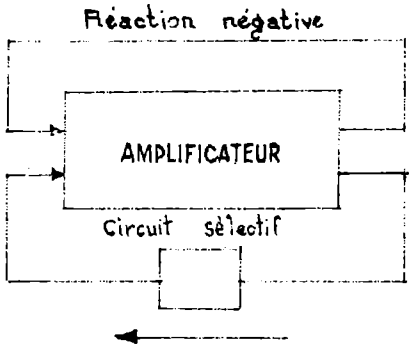
$$f = \frac{1}{k\,RC} = \frac{1}{2\pi\sqrt{6}\,RC}$$

Le signal de sortie est prélevé sur la plaque.

Ce montage oscillateur est utilisé pour la production de basses fréquences et même de très basses fréquences avec une faible distorsion.

3,152 Oscillateur à pont de WIEN.

Cet oscillateur fait partie d'un groupe de générateurs sinusoïdaux comportant un amplificateur dans lequel sont opposés une réaction négative générale et une réaction positive sélective. L'amplificateur oscille ainsi sur la fréquence d'accord du circuit de réaction positive sélective.



Réaction positive sélective

Fig. 482

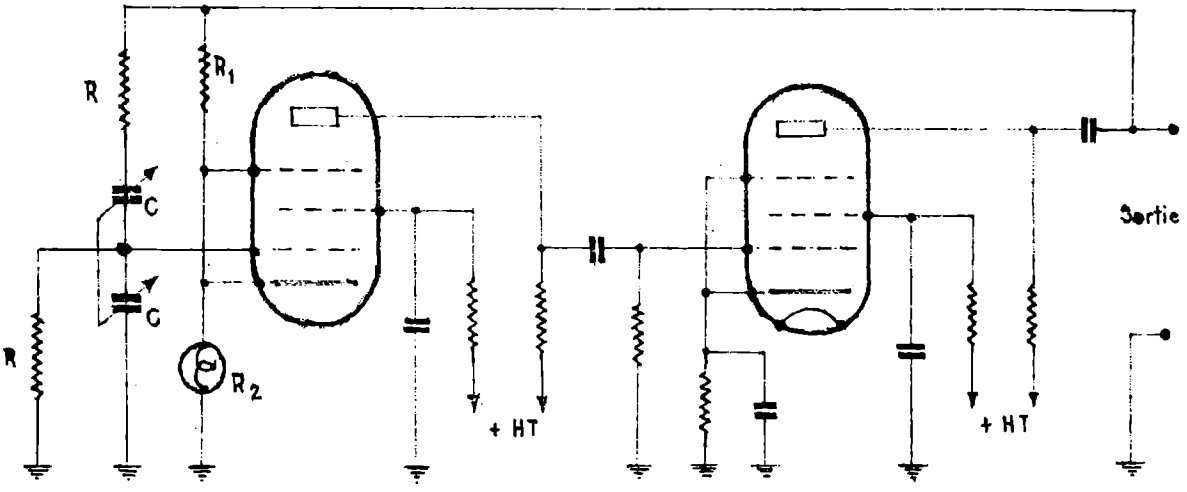


Fig. 483

L'oscillateur à pont de WIEN (Fig.483) comporte 2 étages amplificateurs en cascade. La tension de sortie est ainsi en phase avec la tension de grille du premier tube.

La contre réaction est fixée par le potentiomètre R_2 R

La lampe à incandescence R_2 stabilise l'amplitude des oscillateurs. En effet, une augmentation d'amplitude conduit à une augmentation de courant dans R_2 la résistance augmente et ainsi le taux de contre réaction; le gain diminue.

La réaction positive est transmise par le circuit R C-série, R C-parallèle étudié aux pages 108 - 109. A la fréquence $f = \frac{1}{2\pi RC}$ la tension de réaction positive est maxima. Aux autres fréquences la diminution de tension de réaction et la rotation de phase annule la condition d'accrochage.

Ces générateurs fournissent une oscillation très pure.

3,2 GENERATEURS D'IMPULSIONS

Les générateurs d'impulsions entrent dans la composition de nombreux montages électroniques: Télévision - Radar - Calculateurs - Compteurs etc....

Ils sont destinés:

- à produire des signaux de formes particulières (impulsions rectangulaires - dents de scie)
- à produire des signaux riches en harmoniques destinés aux mesures de fréquences,
- à permettre le comptage d'impulsions.

3,21 Multivibrateur.

Le multivibrateur dû à Abraham et Bloch est un amplificateur à deux étages et à réaction. Le montage le plus fréquent est donné

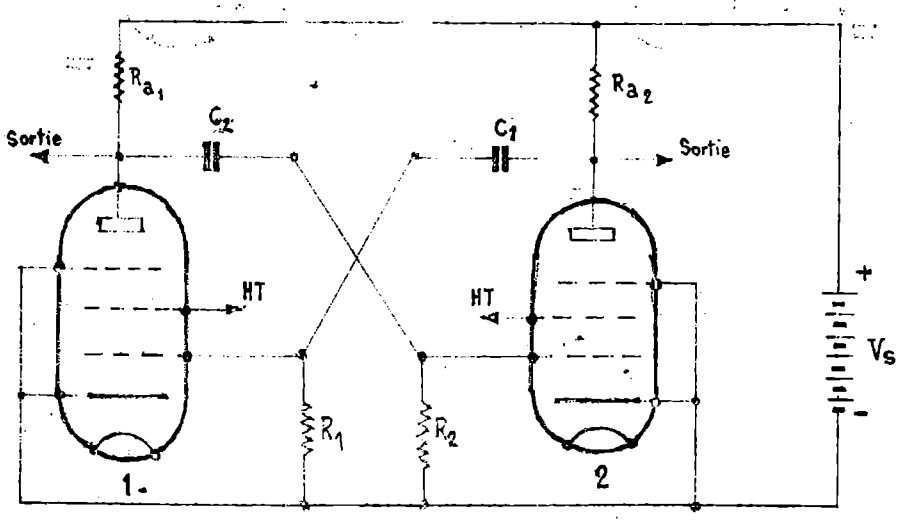


Fig. 484

par la figure 484, dans le cas de tubes pentodes.

Les deux tubes asservis par les connexions croisées grille-plaque ne peuvent fonctionner simultanément car le courant absorbé par un tube assure le blocage de l'autre tube par la grille.

D'autre part, il ne peut s'établir de régime stable et les 2 tubes "basculent" périodiquement et en sens inverse, chacun étant alternativement conducteur puis bloqué.

Etudions ce basculement dans le cas de 2 tubes pentodes identiques chargés par des résistances assez élevées.

Supposons initialement le tube 1 bloqué et les 2 capacités approximativement chargées à la tension de la source V_s comme nous le montrerons plus loin.

Le circuit grille cathode du tube 2 est représenté par la figure 485
On a: $V_{g_2} = 0$

Le tube 2 est ainsi conducteur, il est traversé par le courant maximum. La tension de sortie $R_{a_2} I_{p_2} \neq V_s$ en raison de la forte charge du tube, ainsi que le montre la figure 486.

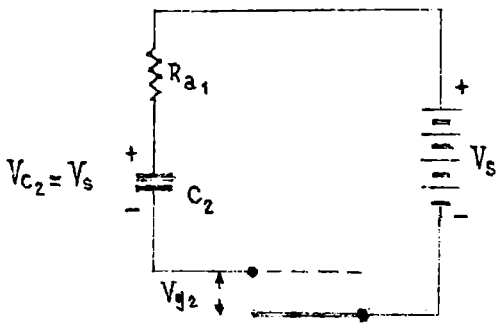


Fig. 485

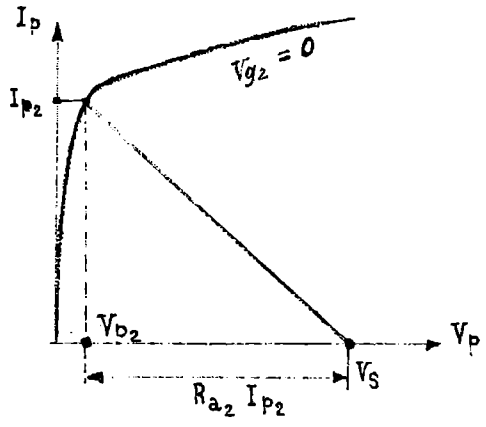


Fig. 486

La tension plaque

$$V_{p_2} \neq 0$$

Le circuit grille-cathode du tube 1 est donné par la fig.487

La tension $V_{g_1} \neq V_{c_1} = - V_s$

Le tube 1 est ainsi bloqué par un potentiel grille fortement négatif.

La tension plaque $V_{b_1} = V_s$

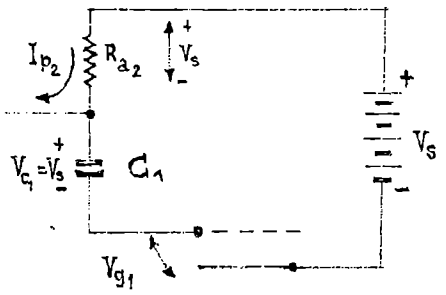


Fig. 487

Cet état est instable ou plus exactement métastable.

La charge du condensateur C_2 est constante car les pertes de charge sont compensées par un très faible courant grille du tube 2 à travers R_2 .

Par contre le condensateur C_1 initialement chargé à V_s est soumis à une tension V_s constante aux bornes de R_{a_2} et de signe inverse: C_1 se décharge à travers R_1 . Ainsi $V_{g_2} \# V_{c_1}$ décroît suivant une loi exponentielle.

Lorsque V_{c_1} atteint la tension de recul de grille V_r un faible courant I_{p_1} prend naissance. Il en résulte un phénomène cumulatif dans l'ordre suivant:

- augmentation de I_{p_1}
- impulsion négative de V_{p_1} donc de V_{g_2}
- diminution de I_{p_2}
- impulsion positive de V_{p_2} donc de V_{g_1}
- accroissement de la variation initiale de I_{p_1} .

Il se produit ainsi un basculement presque instantané; le tube 1 devient conducteur et le tube 2 se bloque.

Pendant le basculement la décharge de C_1 s'accélère puis est suivie d'une charge en sens inverse rendant la grille du tube 1 positive.

A ce basculement succède un état métastable pendant lequel la capacité C_1 perd sa charge positive (pour la grille) puis prend une charge négative par la chute de tension dans R_1 produite par le courant grille du tube 1. V_{c_1} se stabilise alors sensiblement à V_s .

La tension plaque V_{p_1} devient très faible alors que V_{p_2} atteint progressivement V_s .

La capacité C_2 se décharge à travers R_2 et un nouveau basculement se produit lorsque

$$V_{c_2} = V_r$$

et ainsi de suite.

Calculons la période de relaxation en supposant

$$R_1 = R_2 = R$$
$$R_{a_1} = R_{a_2}$$
$$C_1 = C_2 = C$$

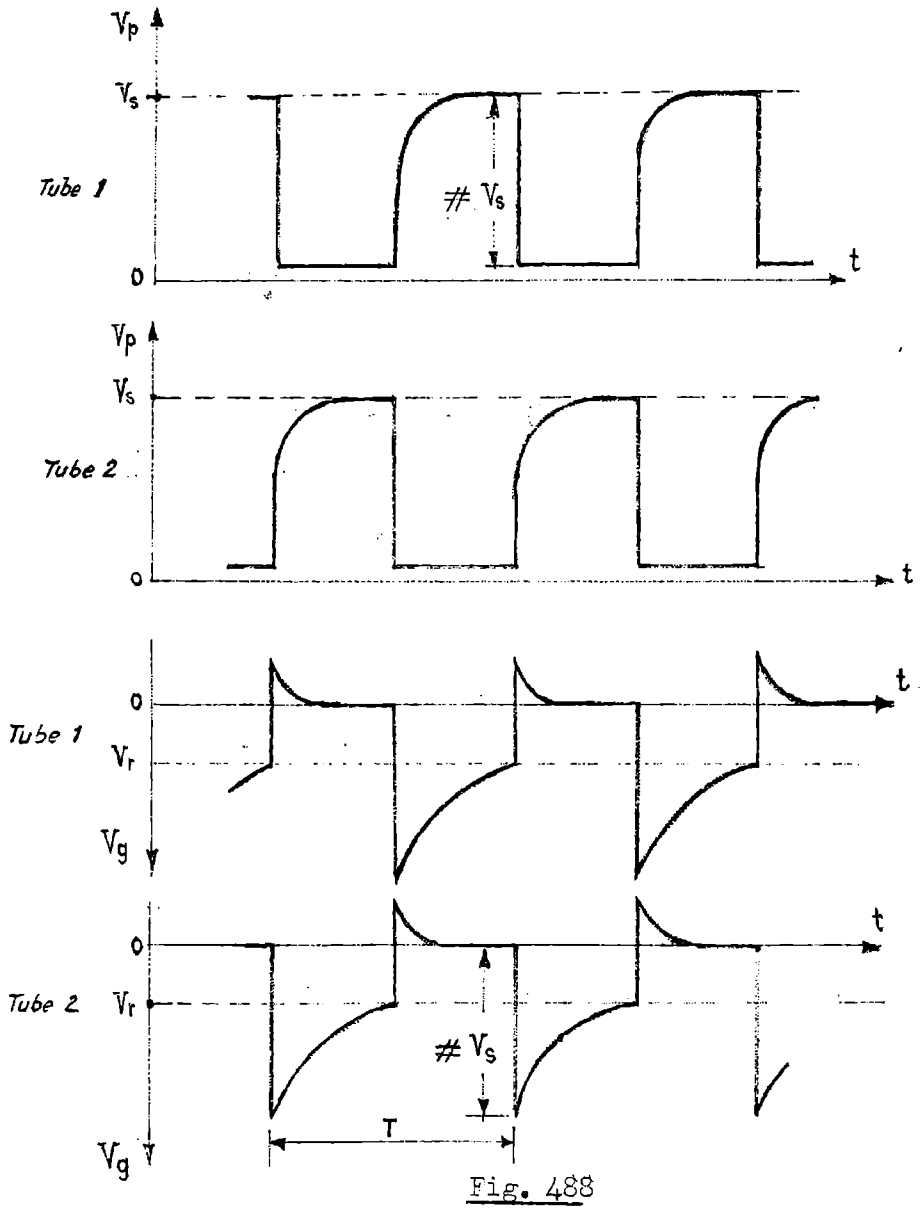


Fig. 488

Les régimes d'oscillations sont représentés par la fig.488.

L'impulsion négative de blocage de grille est sensiblement égale à V_s dans le cas présent.

Si T est la période de relaxation, les basculements se produisent tous les $\frac{T}{2}$ sec. On peut écrire:

$$V_s\, e^{-\frac{T}{2RC}} = V_r$$

$$\frac{V_s}{V_r} = e^{\frac{T}{2RC}}$$

d'où l'on tire:

$$T = 2\,RC \log_e \frac{V_s}{V_r}$$

La fréquence dépend de la constante de temps des circuits de liaison et de l'impulsion négative.

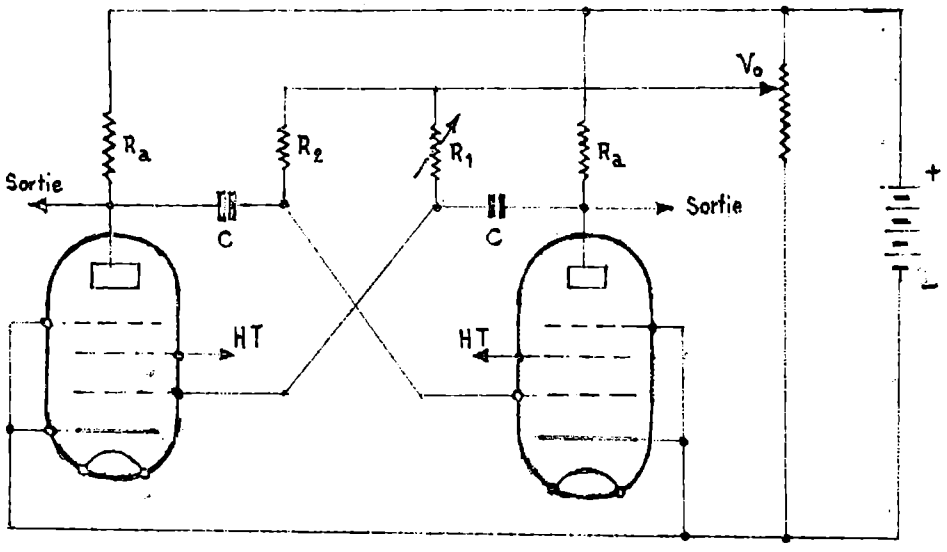


Fig. 489

En portant les grilles à un potentiel positif initial $V_o < V_s$ pris sur un potentiomètre, l'impulsion de blocage de grille devient alors $V_s - V_o$ (fig. 490) et la **fréquence est augmentée.**

On dispose ainsi d'un moyen pratique de règlage de fréquence.

Si d'autre part les résistances sont différentes les 2 états métastables successifs n'ont pas la même durée ce qui permet d'obtenir

des impulsions d'inégale durée (fig. 491).

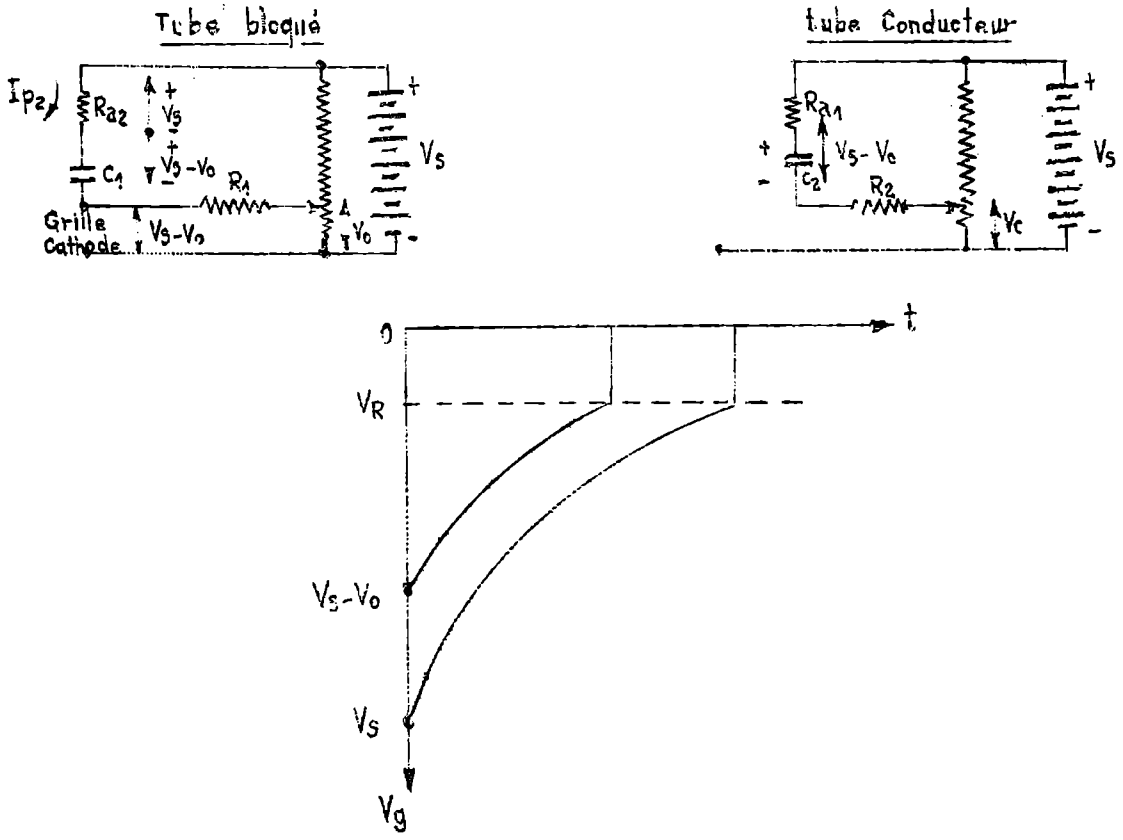


Fig. 490

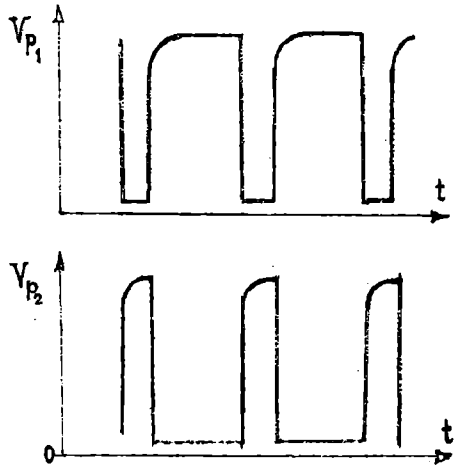


Fig. 491

Les tensions de sortie sur les 2 plaques sont en opposition de phase.

Les impulsions sont d'autant plus proches d'un signal rectangulaires que les capacités sont faibles. Cependant la fréquence dépend de la capacité ce qui impose un compromis.

Remarque- 1) Une tension alternative introduite dans le circuit grille de l'un des tubes permet de synchroniser le relaxateur sur la fréquence fondamentale ou un sous-harmonique selon l'amplitude de la tension synchronisante(Fig. 492).

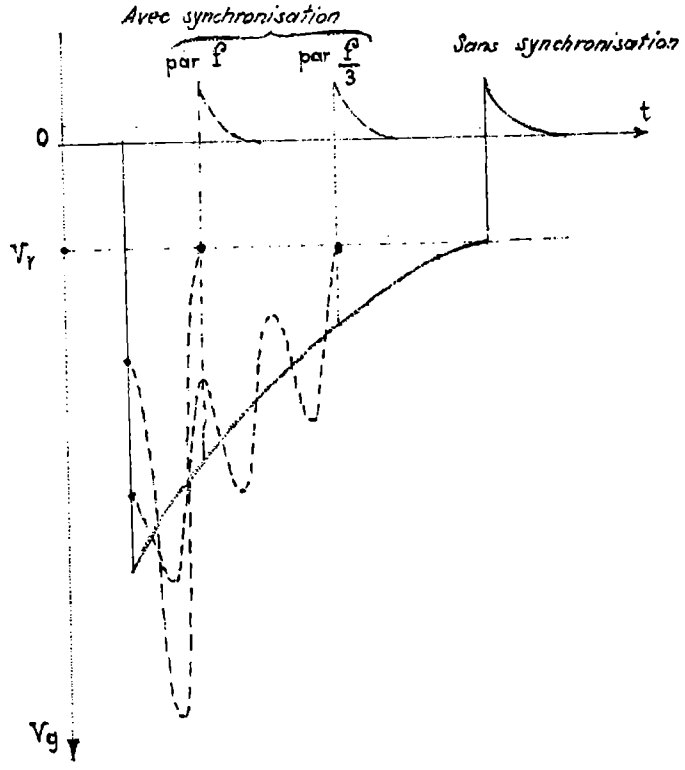


Fig. 492

La tension critique de basculement est atteinte lors d'une pointe positive avant l'instant de déclenchement normal.

2) Dans le cas de triode, l'amplitude de tension plaque est inférieure à V_s . Le régime oscillatoire est représenté par la fig.493

3,22 Univibrateur

L'univibrateur ou montage flip-flop présente un état stable et un état instable pouvant être déclenché par une impulsion de signe convenable.

Modifions le montage multivibrateur en reliant la résistance R_2 à une source de potentiel fortement négatif (Fig.494).

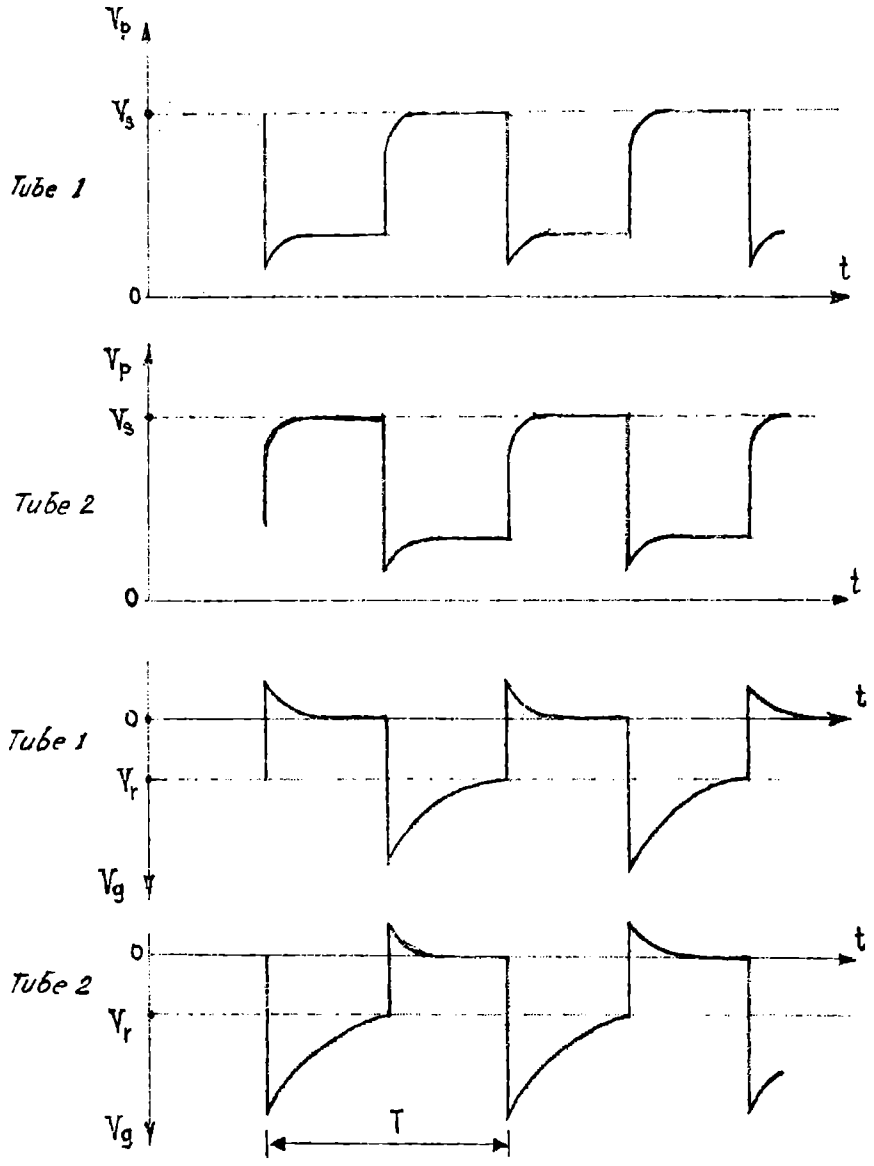


Fig. 493

En régime stable le tube 2 est bloqué par la tension constante $-V_0$ sur la grille. Le tube 1 est conducteur, sa polarisation est nulle.

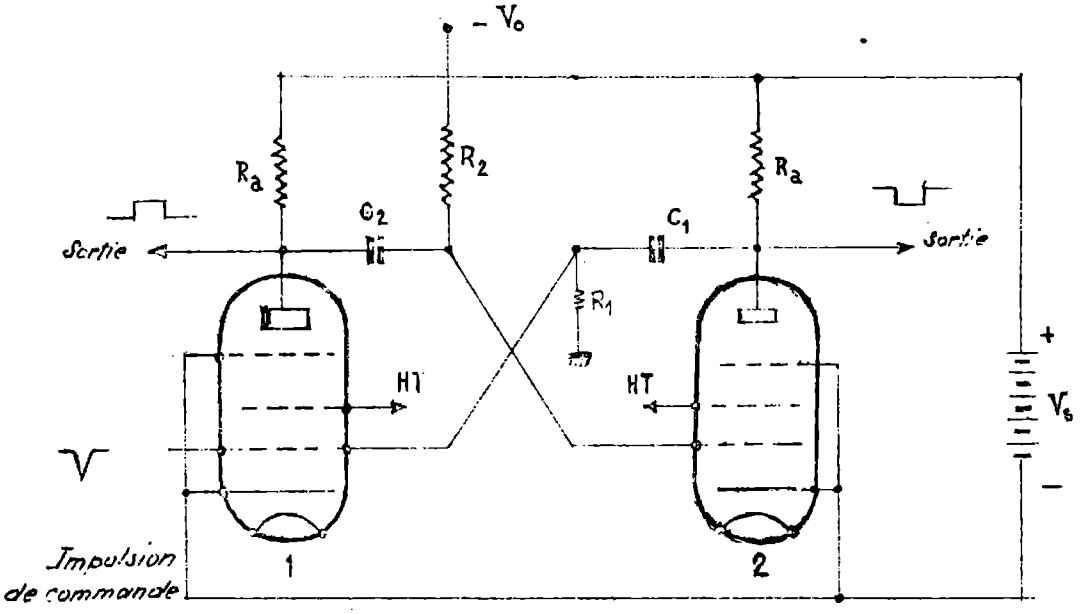


Fig. 494

- Une impulsion négative appliquée sur la grille 1 amorce un effet cumulatif identique à celui étudié précédemment et qui se termine par un basculement. Le tube 2 devient conducteur, le tube 1 est bloqué.

Au basculement succède un état métastable pendant lequel C_1 se décharge dans R_1 jusqu'à ce que la polarisation grille atteigne la tension de recul de grille.

Un basculement inverse ramène le montage à l'état initial stable.

Ainsi à chaque impulsion de commande on obtient un signal de durée

$$\theta = R_1 C_1 \log_e \frac{V_s}{V_r}$$

θ est la période de l'univibrateur.

Le signal est positif ou négatif suivant l'anode sur lequel il est prélevé.

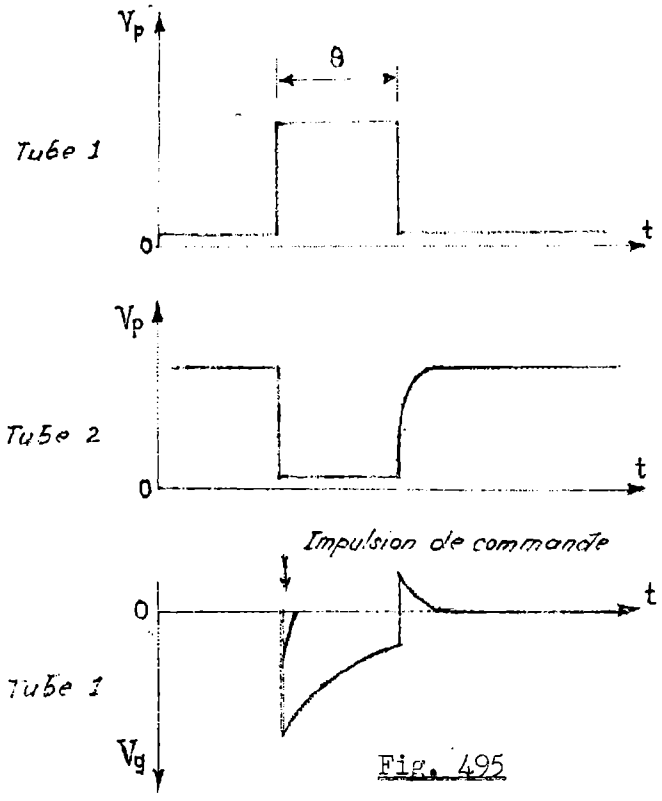


Fig. 495

Univibrateur à couplage cathodique.

On utilise habituellement un montage à couplage cathodique donné par la figure 496 dans lequel la commande se fait sur une grille séparée. Supposons tout d'abord que R_1 soit relié à la source HT

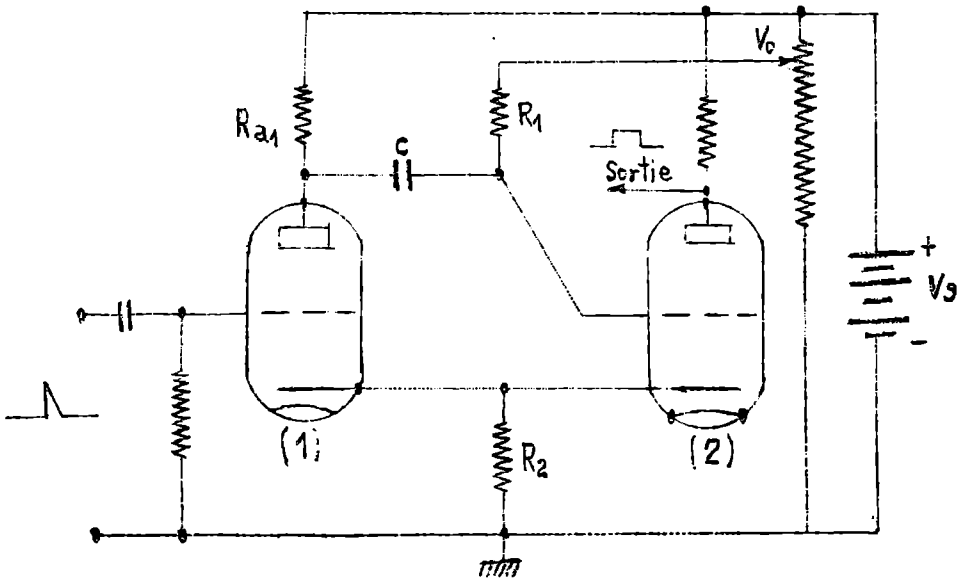
$$V_0 = V_S$$

à l'état stable le tube 2 est conducteur car le courant grille passant dans R_1 nivelle automatiquement le potentiel de grille ou celui de la cathode.

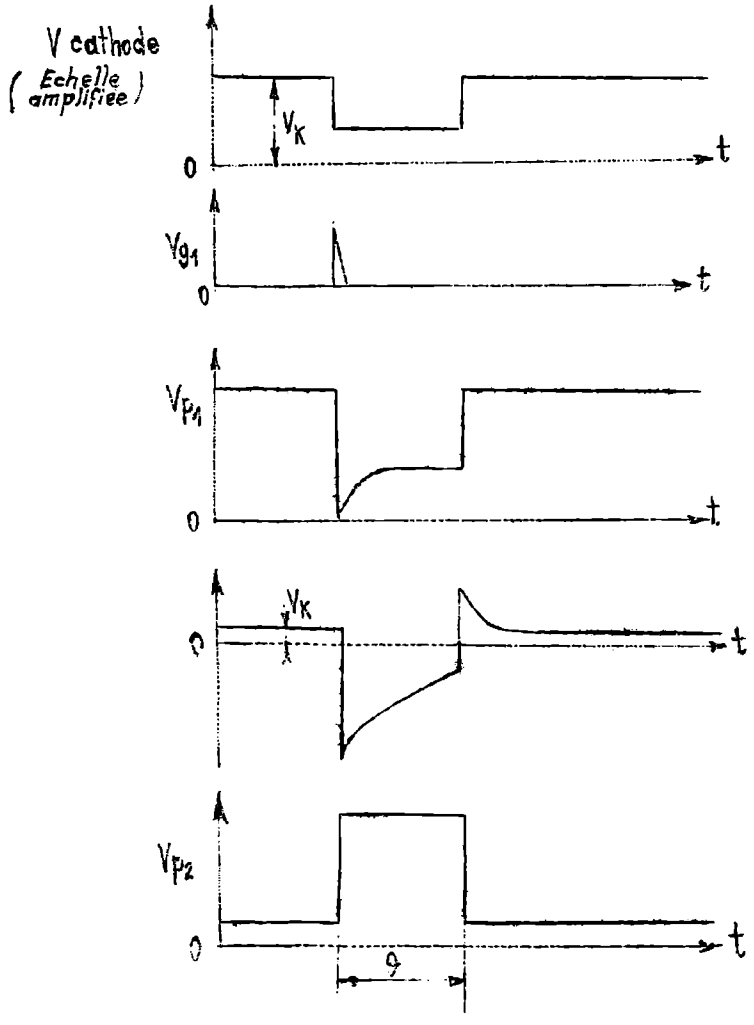
Le courant I_{p_2}, à sa valeur maximum, traverse la résistance R_2.

R_2 est telle que la polarisation obtenue bloque le tube 1 dont la grille est au potentiel de la masse.

N.B.: Sur la figure 497 l'échelle des potentiels de cathode a été amplifiée par rapport à celle des potentiels de grilles.



- Fig. 496 -



- Fig. 497 -

- Une impulsion positive appliquée sur la grille du tube 1, le débloque instantanement. Le courant I_{p_1} traversant la résistance de charge R_{a_1} produit une chute de tension $R_{a_1} I_{p_1}$ suffisante pour assurer le blocage du tube 2.

Le courant traversant R_2 est alors I_{p_1} au lieu de I_{p_2}. Or $I_{p_1} < I_{p_2}$ car lorsque le tube 2 est conducteur la polarisation est nulle et I_{p_2} élevé, par contre si le tube 1 est conducteur, la polarisation grille automatique par R_2 est négative et I_{p_1} est plus faible.

- le tube 1 reste conducteur tant que la capacité C a une charge suffisante. Or pendant l'état métastable C se décharge dans R_1. Lorsque V_{g_2} atteint le potentiel de recul de grille le basculement se produit et le montage revient à l'état stable.

La période de l'univibrateur dépend de la constante de temps $R_1 C$ mais aussi du potentiel V_0 comme dans le cas du multivibrateur. Le potentiomètre permet donc de régler la largeur de l'impulsion de sortie sur l'anode du tube 2.

Remarque: Les impulsions de commande doivent être brèves, dans le cas contraire, il est nécessaire d'utiliser un circuit différentiateur d'entrée. Deux cas se présentent:

- L'impulsion de commande est négative.

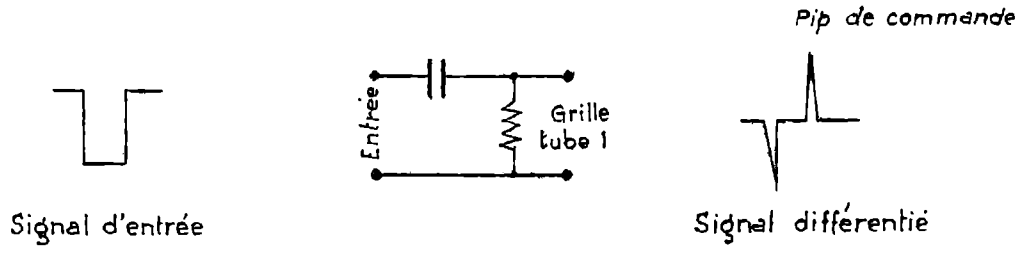


Fig. 498

Seul le pip de sortie commande l'univibrateur.

- L'impulsion de commande est positive.

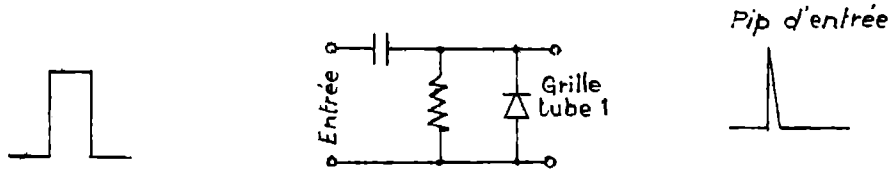


Fig. 499

Le tube 1 débloqué par ce pip d'entrée serait aussitôt rebloqué par le pip négatif de sortie. Il faut donc neutraliser celui-ci par une diode placée aux bornes du circuit de commande (Fig. 499).

Utilisation de l'univibrateur.

L'univibrateur permet:

- d'obtenir des impulsions rectangulaires de durée constante et réglables à partir d'impulsions de forme quelconque,
- d'obtenir par différentiation du signal de sortie des pips à retard réglable,
- de réaliser des minuteries électroniques de période réglable dans de très larges limites (de plusieurs minutes à quelques microsecondes).

3,23 Bascule ECCLES-JORDAN

Le bascule ECCLES-JORDAN est un montage pouvant prendre 2 états stables.

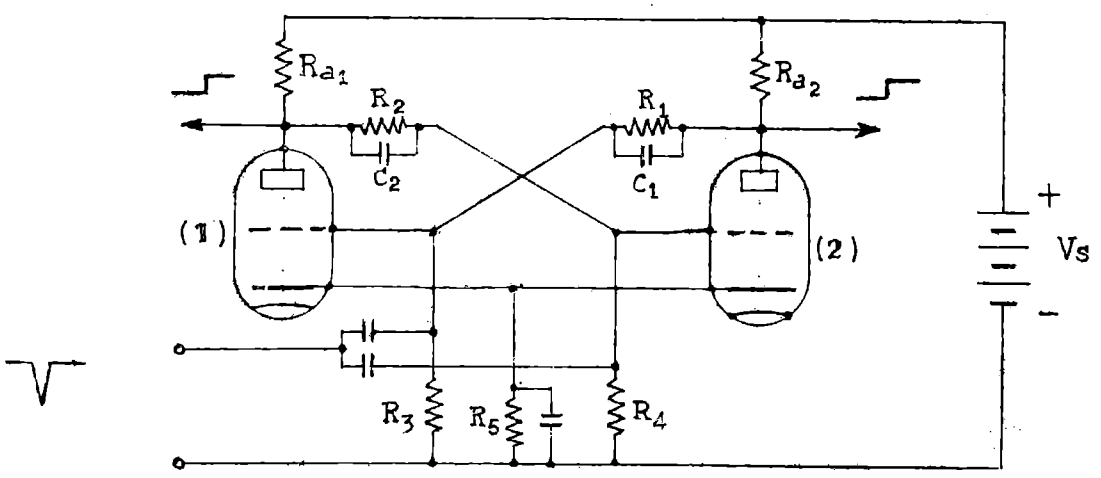


Fig. 500

La figure 500 représente le montage le plus fréquent avec polarisation automatique.

Le montage est parfaitement symétrique. Les deux tubes sont asservis par des liaisons directes grille-plaque.

- Supposons que le tube 1 soit bloqué, le courant $I_{p_1} = 0$. La grille du tube 2 est portée à un potentiel positif fixé par le potentiomètre R_{a_1} R_2 R_4 soumis à la H.T. Le tube 2 débite un courant I_{p_2} à travers la résistance de cathodes R_5 qui ramène la polarisation à une valeur négative normale. La chute de tension de I_{p_2} dans R_{a_2} réduit le potentiel de grille du tube 1 (ce qui maintient le blocage).

On a:

$$V_{p_1} = V_S$$

$$V_{p_2} = V_S - R_{a_2} I_{p_2}$$

donc $V_{p_2} < V_{p_1}$

et ainsi la tension aux bornes de $C_1 R_1$ est plus faible que la tension aux bornes de $C_2 R_2$.

- Appliquons simultanément sur les 2 grilles une brève impulsion négative par deux capacités de faible valeur. Le tube 2 se bloque en même temps que le tube 1, mais à la fin de l'impulsion le montage bascule car le potentiel de grille du tube 1 est supérieur au potentiel de grille du tube 2 en raison des charges différentes prises par les capacités C_1 et C_2.

La valeur des capacités C_1 et C_2 doit être judicieusement choisie; si elles sont trop faibles le basculement peut être incertain, si elles sont trop élevées, le basculement n'est possible que pour de faibles cadences.

Le potentiel de cathode est stabilisé par la capacité aux bornes de R_5 pendant la période de blocage simultané.

Une nouvelle impulsion produirait un nouveau basculement et le retour à l'état initial. Ainsi le tube 1 étant bloqué à l'origine, celui-ci se débloque pour toutes les impulsions impaires, le tube 2 pour toutes les impulsions paires. Cette propriété est utilisée pour le comptage des impulsions. Si les impulsions de commande sont périodiques, on constate que la période des impulsions rectangulaires sur chaque plaque est double. Le montage ECCLES-JORDAN peut être utilisé pour la division de fréquence.

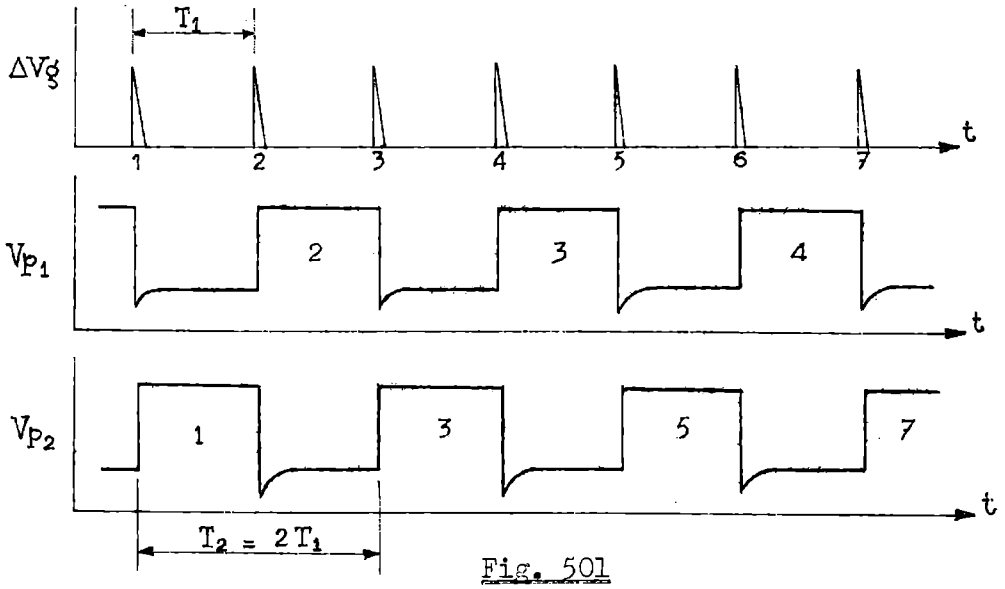


Fig. 501

3,3 EXERCICES SUR LE CHAPITRE III.

On désire réaliser un oscillateur à fréquence variable avec fréquence minima 500 KHz. Le montage conforme à la figure 502 comporte une triode de coefficients caractéristiques:

$k = 20$

$\rho = 7000\ \Omega$

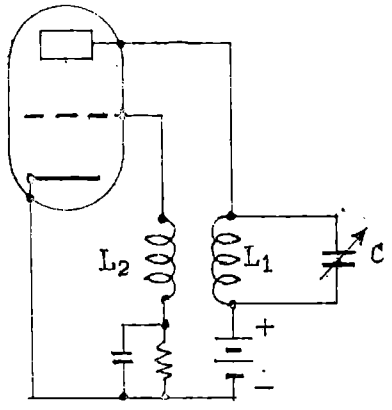


Fig. 502

Le condensateur variable a une capacité maxima de 480 pF et une capacité résiduelle de 35 pF. On estime à 20 pF la capacité parasite aux bornes du condensateur variable.

La surtension du circuit oscillant est égale à 50 et supposée constante dans toute la plage d'oscillation.

On admettra qu'un coefficient de couplage $\chi = 0,4$ puisse être obtenu.

On demande:

- la plage de fréquence de l'oscillateur,
- le coefficient de self L_1 ,
- le coefficient de self L_2 minimum.

Solution -

Capacité totale maxima:

$$480 + 20 = 500 \text{ pF}$$

Capacité totale minima:

$$35 + 20 = 55 \text{ pF}$$

Donc: $$\frac{f\,max}{f\,min} = \sqrt{\frac{C\,max}{C\,min}} = \sqrt{\frac{500}{55}} = 3$$

La fréquence maxima atteinte est

$$fmax = 500 \times 3 = 1500 \text{ KHz}$$

Calcul du coefficient de self L_1

$$L_1 = \frac{1}{4\pi^2 \; f^2_{min} \; C_{max}} = \frac{1}{4\pi^2 \; \overline{500}^2 \; 10^6 \; 500 \; 10^{-12}} = 2\;10^{-4}\,H$$

Calcul du coefficient de self limite L_2

La mutuelle doit être

$$M \geqslant -\frac{R\rho C + L_1}{k}$$

Plaçons nous dans le cas le plus défavorable, c'est-à-dire à la capacité max. soit à 500 KHz.
La résistance du circuit à cette fréquence est:

$$R = \frac{L_1\omega}{Q} = \frac{200\;10^{-6}\;2\pi\;500\;10^3}{50} = 4\pi$$

La mutuelle doit être

$$M \geqslant -\frac{4\pi \times 7000 \times 500 \times 10^{-12} + 200\;10^{-6}}{20}$$

$$M \geqslant -\;12{,}2\;\;10^{-6}\;H$$

Avec un coefficient de couplage de 0,4 on a

$$M = 0{,}4\;\sqrt{L_1\,L_2}$$

d'où l'on tire

$$L_2 \geqslant \frac{M^2}{\overline{0{,}4}^2\;L_1} = \frac{\overline{12{,}2}^2}{\overline{0{,}4}^2 \times 200} = 4{,}66\;\mu H$$

Exercice 2 -

Un oscillateur à ligne oscille sur 120 MHz avec une ligne bifilaire formée de 2 conducteurs de 4 mm de diamètre distants de 20 mm et court-circuitée à 40 cm du support du tube. On demande :

la capacité parasite présentée par le tube et le support.

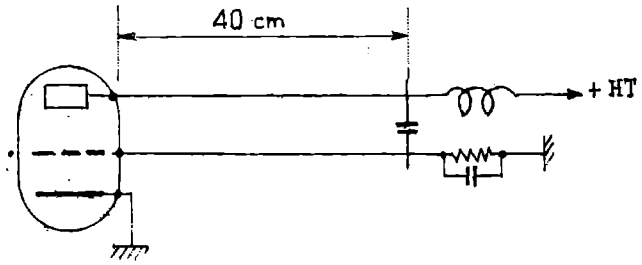


Fig. 503

La longueur d'onde de l'oscillateur est:

$$\lambda = \frac{v}{f} = \frac{3 \times 10^{10}}{120 \quad 10^{6}} = 250 \text{ cm}$$

$$\frac{\lambda}{4} = \frac{250}{4} = 62,5 \text{ cm}$$

La ligne est donc raccourcie de:

$$62,5 - 40 = 22,5 \text{ cm}$$

L'impédance caractéristique de la ligne est:

$$Z_c = 276 \log_{10} \frac{d}{r} = 276 \log_{10} \frac{20}{2} = 276 \ \Omega$$

La capacité linéique est:

$$C = \frac{30}{Z_c} = \frac{30}{276} = 0,11 \quad \text{Cm/Cm}$$

soit 0,1 pF/cm

La capacité parasite est:

$$Cp = \Delta l \times C = 22,5 \times 0,1 = 2,25 \text{ pF.}$$

— CHAPITRE IV —

EMETTEURS

Nous avons donné dans l'introduction le principe général de l'émission. Nous avons ensuite étudié dans les chapitres suivants les oscillateurs, les amplificateurs haute fréquence et les circuits d'antenne qui associés forment la chaîne HF des émetteurs.

Nous étudierons dans ce chapitre des points particuliers aux émetteurs:

- la multiplication de fréquence,
- la modulation en amplitude,
- la modulation en phase et en fréquence,
- la manipulation.

4,1 MULTIPLICATION DE FREQUENCE.

Dans les émetteurs la fréquence du pilote est habituellement multipliée par des étages spéciaux jusqu'à obtenir la fréquence normale. Cette solution présente deux avantages:

- augmentation de la stabilité en évitant la réaction des étages de puissance sur le pilote,

- possibilité d'utiliser des quartz à fréquences inférieures qui sont ainsi moins fragiles.

La multiplication de fréquence est obtenue par production d'harmoniques. Or, nous savons que l'amplification en classe C donne un courant de sortie très riche en harmoniques.

On utilise normalement les harmoniques 2 et 3.

L'amplitude des harmoniques dépend de l'angle d'annulation de courant Θ_o, donc de la polarisation grille, on a dans le cas de la classe C:

- pour l'harmonique 2

$$I_2 = \frac{I_{p\,max}}{6\pi} \quad \frac{3 \sin \Theta_o - \sin 3\Theta_o}{1 - \cos \Theta_o}$$

- pour l'harmonique 3

$$I_3 = \frac{I_p \max}{24\pi} \quad \frac{4 \sin 2\theta_0 - 2 \sin 4\theta_0}{1 - \cos \theta_0}$$

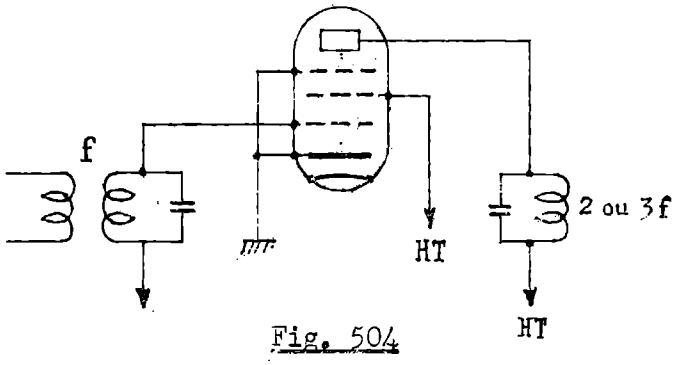


Fig. 504

L'angle optimum est:

$\theta_0 = 60°$ pour un doublage de fréquence
avec $I_2 = 0,275\ I_p$ max.

$\theta_0 = 40°$ pour un triplage de fréquence
avec $I_3 = 0,185\ I_p$ max.

La multiplication de fréquence est généralement obtenue par une lampe simple chargée par un circuit accordé sur l'harmonique choisi (Fig. 504).

Le montage symétrique ne convient que pour un triplage de fréquence puisque les harmoniques paires se neutralisent. Le doublage de fréquence peut cependant être obtenu en plaçant les deux sorties en parallèle (fig.505).

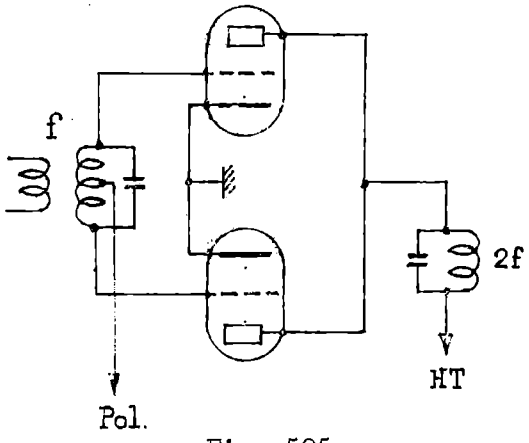


Fig. 505

4,2 MODULATION EN AMPLITUDE

4,21 Principe de la modulation en amplitude.

4,211 Taux de modulation - Bandes latérales

L'expression d'un courant modulé sinusoïdalement en amplitude est:

$$i = (I + A \cos \omega t) \cos \Omega t$$

Ω étant la pulsation haute fréquence porteuse
ω la pulsation de la modulation.

On a également: $i = I (1 + \frac{A}{I} \cos \omega t)$
expression dans laquelle: $m = \frac{A}{I}$ est appelé taux de modulation.

Nous avons donné page 11 une représentation graphique de la modulation d'amplitude. De cette construction il résulte que la fonction résultante doit comporter:

- un terme de pulsation Ω (porteuse)
- un terme de pulsation $\Omega + \omega$ } bandes latérales
- un terme de pulsation $\Omega - \omega$ }

Ceci peut être montré algébriquement en développant l'expression du courant modulé:

$$i = (I + A \cos \omega t) \cos \Omega t$$
$$i = I \cos \Omega t + A \cos \omega t \cos \Omega t$$
$$i = I \cos \Omega t + \frac{A}{2} \cos (\Omega + \omega) t + \frac{A}{2} \cos (\Omega - \omega) t$$

En introduisant le taux de modulation on a:

$$i = I \cos \Omega t + \frac{mI}{2} \cos (\Omega + \omega) t + \frac{mI}{2} \cos (\Omega - \omega) t$$

Ainsi l'amplitude des deux bandes latérales dépend du taux de modulation. Dans le cas de modulation à 100 % les bandes latérales ont une amplitude égale à la moitié de celle de la porteuse.

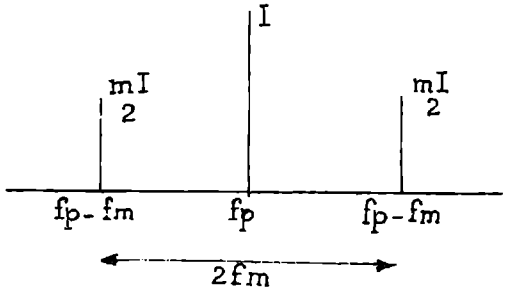


Fig. 506

Les bandes latérales sont différentes en fréquence de 2 fois la fréquence de modulation (fig.506).

Puissance.

Calculons tout d'abord la puissance dans le cas de modulation par une seule composante. Reprenons l'expression développée du courant modulé:

$$i = I \cos \Omega t + \frac{mI}{2} \cos (\Omega + \omega) t + \frac{mI}{2} \cos (\Omega - \omega) t$$

La puissance développée dans une résistance est la somme de la puissance porteuse et des puissances des deux bandes latérales. On a:

$$P_m = \frac{RI^2}{2} + \frac{R\left(\frac{mI}{2}\right)^2}{2} + \frac{R\left(\frac{mI}{2}\right)^2}{2}$$

$\frac{RI^2}{2}$ étant la puissance développée par la porteuse.

et $\frac{R\left(\frac{mI}{2}\right)^2}{2}$ la puissance développée par chaque bande latérale.

La puissance peut s'écrire:

$$P_m = \frac{RI^2}{2} \left(1 + \frac{m^2}{2}\right)$$

La puissance en porteuse $P_o = \frac{RI^2}{2}$

donc la puissance en modulation d'amplitude est:

$$P_m = P_o \left(1 + \frac{m^2}{2}\right)$$

Avec une modulation à 100 %

$$P_m = \frac{3 P_o}{2}$$

Les amplificateurs devront être prévus en conséquence.

Dans le cas de modulation complexe on a deux bandes latérales symétriques par composantes et d'amplitude $\frac{m_1 I}{2}$, $\frac{m_2 I}{2}$, $\frac{m_3 I}{2}$

La puissance en modulation est la somme de la puissance en porteuse et des puissances correspondantes aux bandes latérales. Ainsi:

$$P_m = \frac{RI^2}{2} \left(1 + \frac{m_1^2 + m_2^2 + m_3^2 + \ldots\ldots + m_n^2}{2}\right)$$

Avec une composante de modulation la puissance maximum est

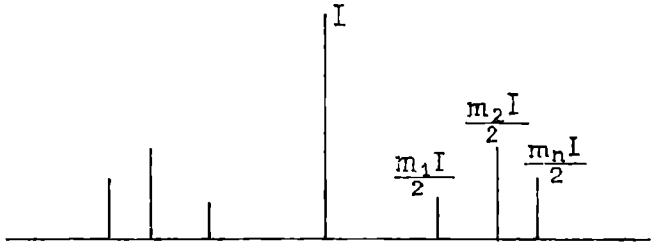


Fig. 5C7

atteinte pour m = 1. Or, dans le cas présent, il faudrait que toutes les composantes passent par le maximum en même temps, ce qui ne se produit pas et la puissance maximum est inférieure.

4,22 Modulation en classe C

4,221 Modulation par triode.

Considérons tout d'abord le cas de tubes triodes en classe C. La modulation peut être faite par la grille ou par la plaque.

4,221.1 Modulation par la grille.

La fig. 508 donne le schéma de principe d'un étage modulateur par la grille. La grille est soumise à la somme des tensions de haute fréquence V_{HF}, de modulation V_m et de polarisation V_{g_0}.

La capacité C assure un découplage en haute fréquence. L'étage triode doit être neutrodyné.

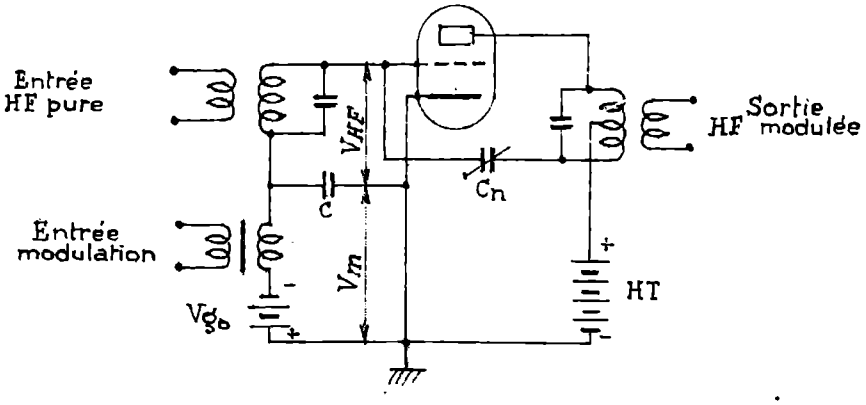


Fig. 508

L'amplitude du courant plaque varie suivant la modulation comme le montre la figure 509.

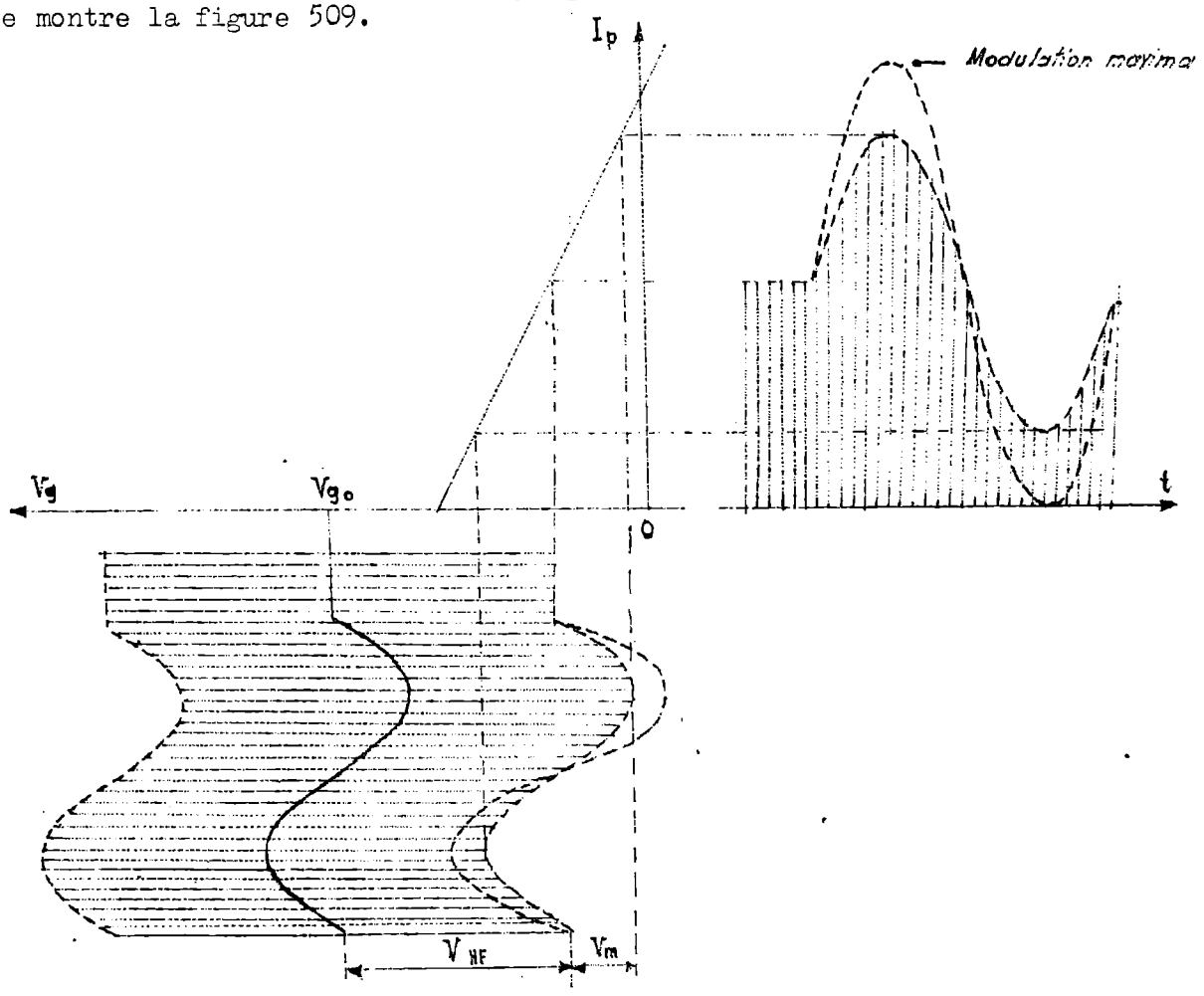


Fig. 509

La modulation est maximum lorsque le tube fonctionne en classe B pour les crêtes positives et lorsque le courant s'annule pendant les crêtes négatives. On remarque alors que l'amplitude de la modulation doit être la moitié de l'amplitude haute fréquence:

$$V_m = \frac{V_{HF}}{2}$$

En caractéristiques linéaires, le taux de modulation est proportionnel à la tension de modulation.

En caractéristiques réelles les zones de courbure peuvent introduire une distorsion inacceptable. Le taux de modulation est alors limité.

La fig. 510 (a) donne la caractéristique de modulation dans le cas de fonctionnement sous courant grille.

La modulation n'est plus linéaire aux valeurs élevées de V_m

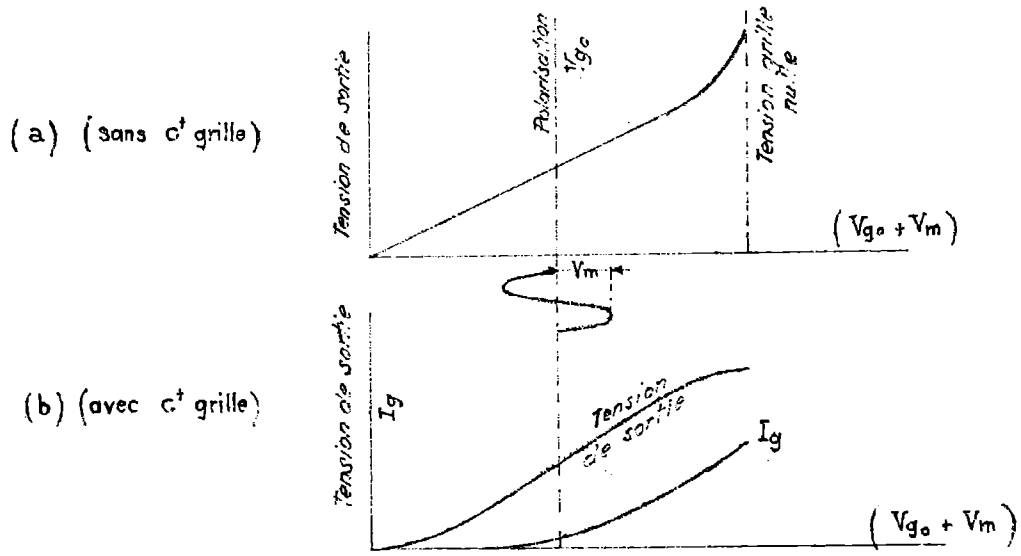


Fig. 510

Dans le cas de fonctionnement avec courant grille (fig.b) le rendement est supérieur mais la distorsion augmente. De plus le courant grille nécessite une certaine puissance de modulation.

La modulation grille est peu utilisée car elle ne permet pas d'obtenir des taux de modulation élevés. Utilisation en télévision.

4,221.2 Modulation par la plaque.

La modulation par l'anode est presque uniquement utilisée.

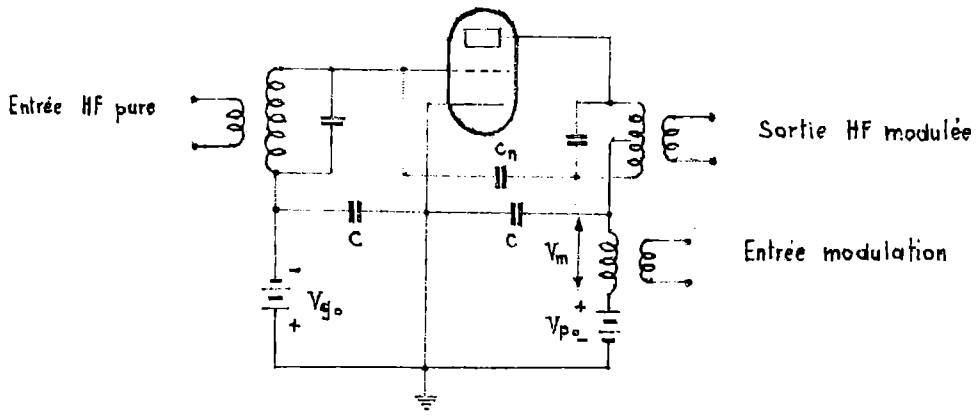


Fig. 511

La fig.511en donne le schéma de principe. La tension de modulation V_m est appliquée dans le circuit anodique. La tension d'alimentation de plaque est alors:

$$V_p = V_{p_o} + V_m \sin \omega t$$

L'étage doit être neutrodyné. Des Capacités C assurent des découplages en haute fréquence.

La tension HF pure est appliquée autour d'un potentiel continu V_{g_o} constant. Lorsque la tension anodique varie au rythme de la modulation la caractéristique de plaque se translate suivant la même loi, il en résulte une modulation en amplitude du courant plaque (fig.512).

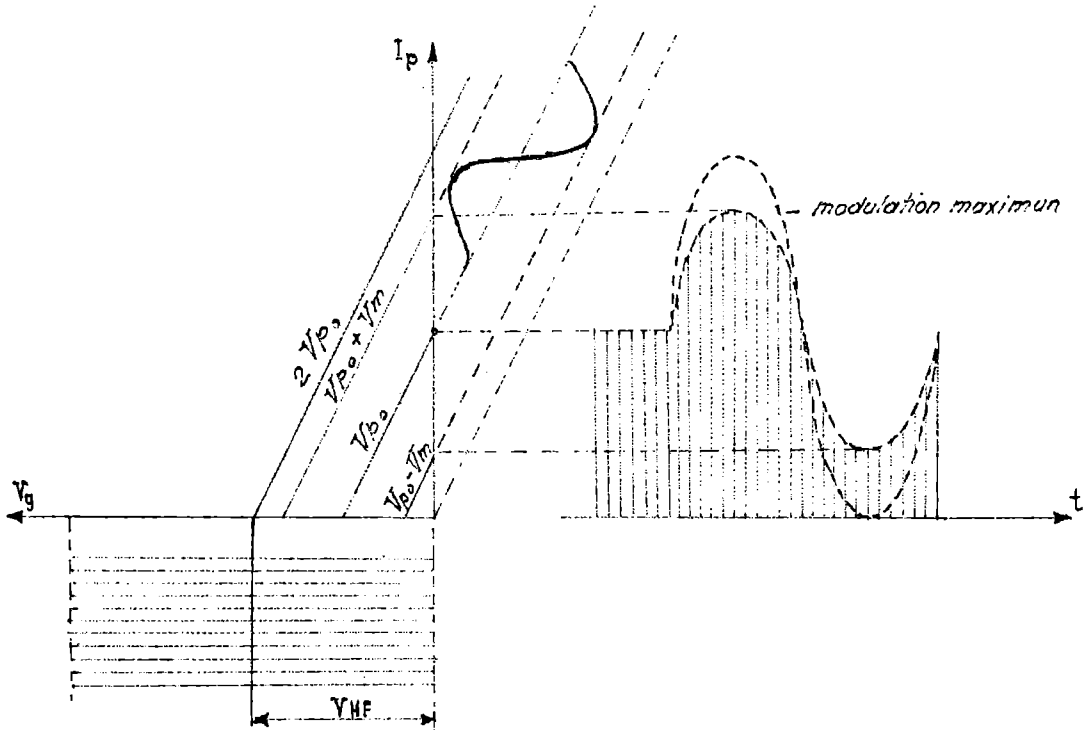


Fig. 512

Si le courant moyen est I_{p_o} en régime de porteuse (entretenue pure), en régime de modulation le courant moyen variera de part et d'autre de I_{p_o} à la fréquence de la modulation, ainsi pour une période de la modulation le courant absorbé ne varie pas, la modulation plaque est ainsi une modulation à courant constant.

Pour la modulation maximum (100 %) la tension plaque doit s'annuler pendant les crêtes négatives ce qui suppose que $V_m = V_{p_o}$.

Pendant les crêtes positives la tension plaque atteint la valeur $V_p + V_m = 2\ V_{p_o}$

Le tube fonctionne alors en classe B.

Le tube triode absorbe un courant I_{p_o} sous la tension V_{p_o} il présente donc une résistance apparente.

$$R = \frac{V_{p_o}}{I_{p_o}}$$

La puissance nécessaire pour la modulation maximum est:

$$P_{modulation} = \frac{V_m^2}{2R} = \frac{V_{p_o}^2}{2\frac{V_{p_o}}{I_{p_o}}} = \frac{V_{p_o} I_{p_o}}{2}$$

c'est-à-dire la moitié de la puissance absorbée.

La puissance HF en régime de porteuse est:

$$P_{HF} = V_{p_o} I_{p_o} \eta$$

η étant le rendement. Ainsi $P_{modulation} = \frac{P_{HF\ en\ porteuse}}{2\eta}$

Avec un rendement moyen de 0,6 on a:

$$P_{modulation} = \frac{P_{HF\ en\ porteuse}}{1,2}$$

Ainsi la puissance nécessaire pour la modulation est presque aussi élevée que la puissance HF.

La caractéristique de modulation (fig.513) présente une faible distorsion même aux taux élevés ce qui donne à la modulation par l'anode tout son intérêt malgré la puissance élevée nécessitée pour la modulation.

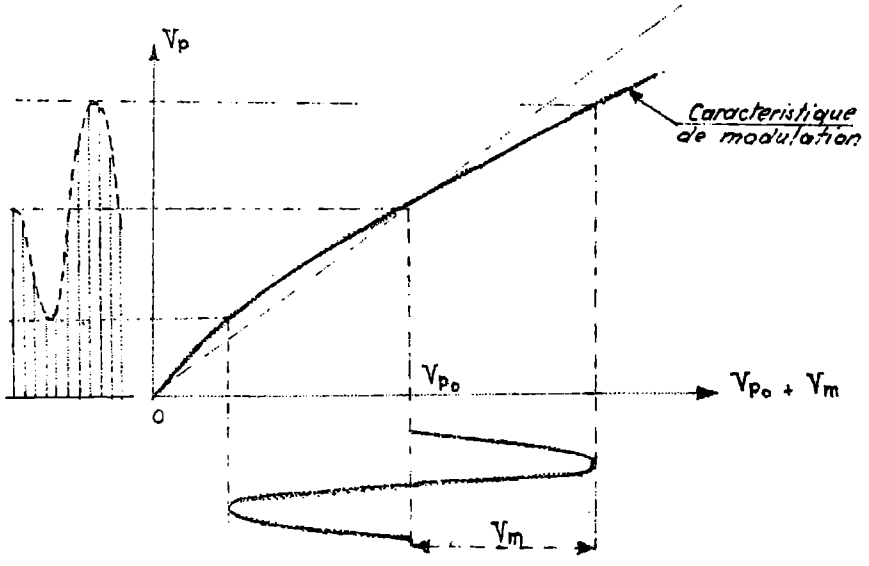


Fig. 513

Un montage dérivé du précédent est donné par la fig.514.

L'étage de puissance de la chaîne de modulation est chargé par une inductance L de forte valeur (self de parole). La tension qui apparaît aux bornes module l'étage HF comme précédemment.

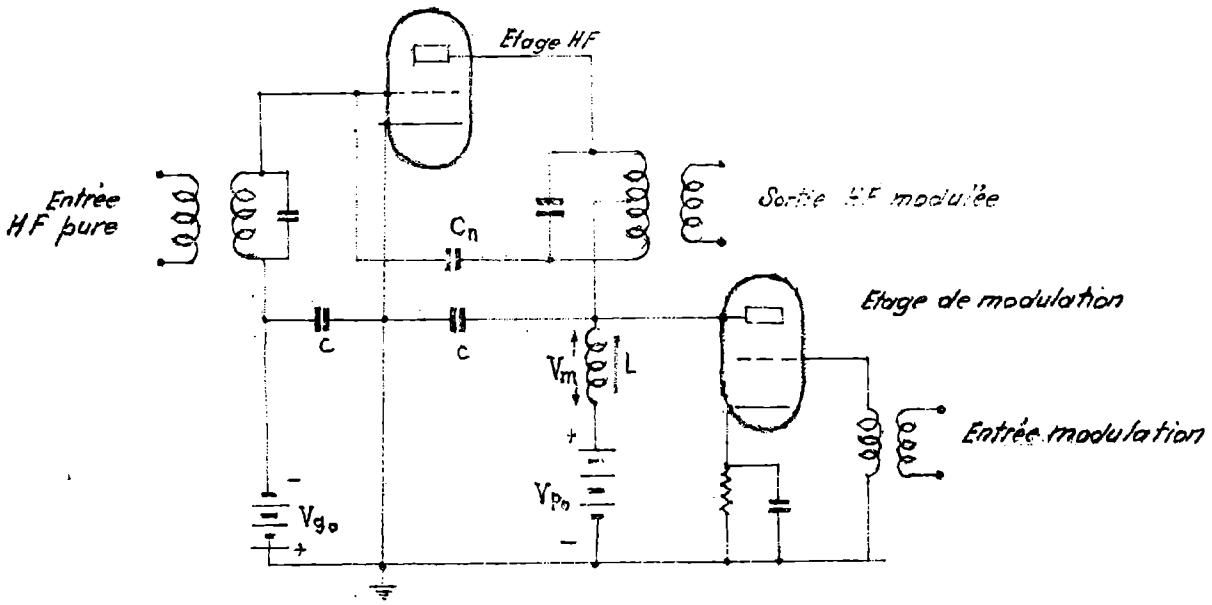


Fig. 514

Les conditions de charge optimum sont plus difficilement atteintes, le rendement est inférieur et la distorsion supérieure.

Ce montage est dit à courant constant car la self s'oppose aux variations de courant et les variations de courant de la plaque modulatrice se retrouvent dans le circuit plaque HF.

4,222 Modulation par pentode.

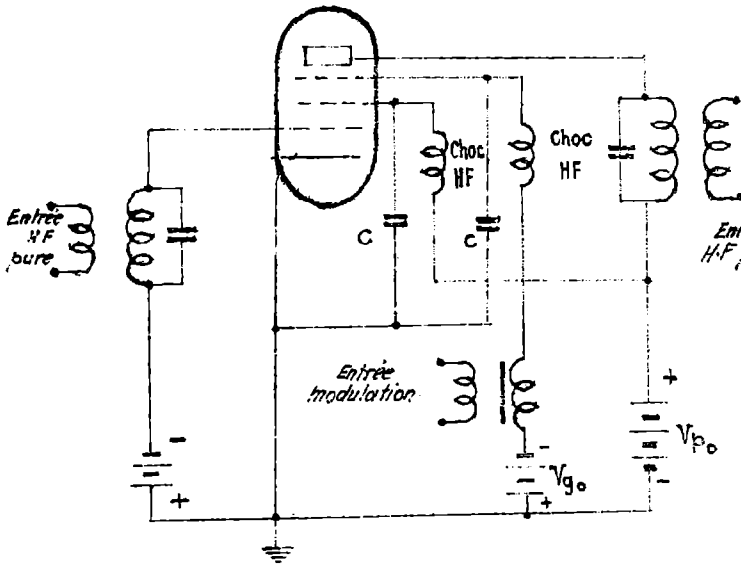
La modulation par la grille est applicable comme dans le cas des triodes. Par contre, la modulation par la plaque n'est pas possible car le fonctionnement d'une pentode est indépendante de la tension anodique. On utilise alors la modulation par la grille de commande, par l'écran, par l'écran et l'anode ou par la grille d'arrêt (fig.515).

La modulation par la grille de commande ou la grille d'arrêt (fig.515) d'une pentode a les mêmes caractéristiques que la modulation grille des triodes.

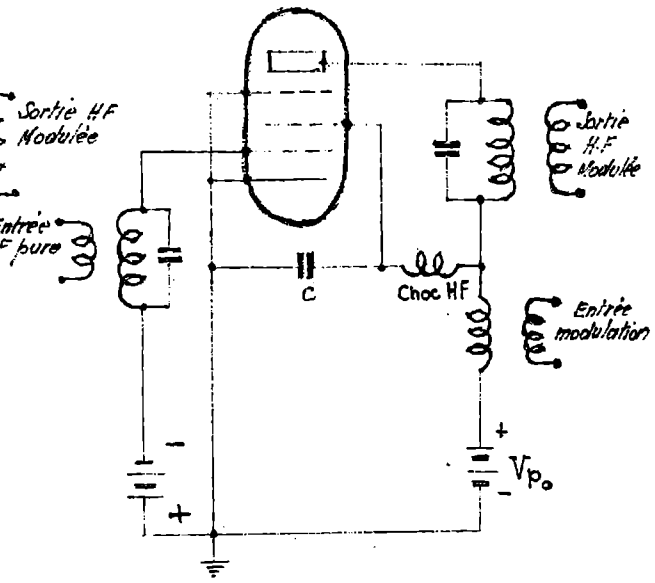
La modulation par l'écran demande une faible puissance de modulation.

La modulation par l'écran et l'anode (fig.516 présente les

mêmes avantages que la modulation plaque des triodes.



Modulation par grille d'arrêt. (fig. 515)



Modulation par l'écran et la plaque. (Fig. 516)

4,23 Modulation par courbure de caractéristiques.

C'est une modulation par contrôle de grille en classe A. Le schéma de principe est donné par la figure 517. La grille du tube pentode est soumise à la somme des tensions HF, de modulation et de polarisation V_{g_0} (classe A).

La capacité C assure un découplage HF.

Le tube pentode étant à pente variable, la tension HF d'amplitude constante est appliquée en différentes zones de la caractéristique de plaque suivant la modulation. Le courant plaque subit ainsi une modulation en amplitude à la fréquence de la tension de modulation.

Pour une modulation linéaire, il faut que la pente de la courbe caractéristique varie en fonction linéaire de la tension moyenne de grille. Comme $S = \frac{d I_p}{d V_g}$ il faut que la courbe caractéristique soit du second degré.

Ce moyen de modulation utilisé dans certains générateurs HF ne permet pas d'obtenir des taux de modulation élevés.

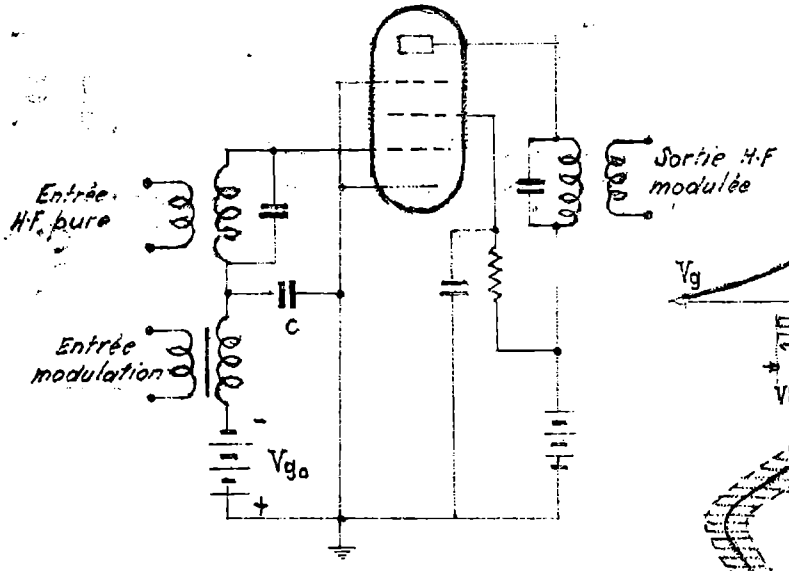


Fig. 517

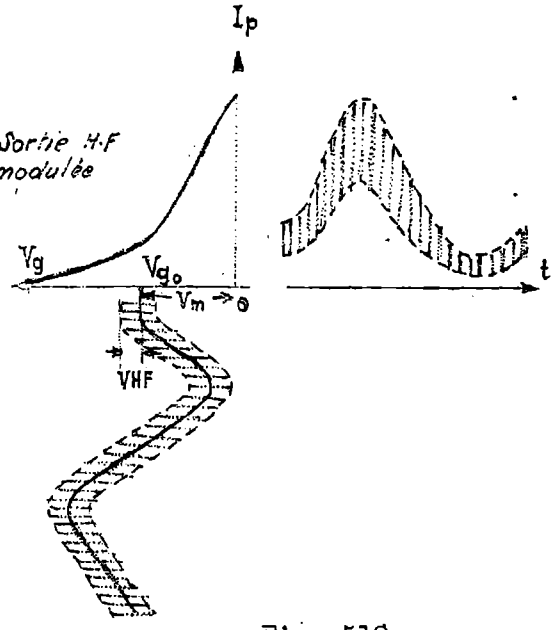


Fig. 518

4,25 Emission avec deux bandes latérales sans porteuse et à bande latérale unique avec réduction de la porteuse.

La puissance en régime de modulation d'amplitude est la somme de la puissance porteuse et des puissances des deux bandes latérales:

$$P = \frac{RI^2}{2} + \frac{R\left(\frac{mI}{2}\right)^2}{2} + \frac{R\left(\frac{mI}{2}\right)^2}{2}$$

Une économie de puissance peut être faite en supprimant la porteuse par un montage de modulation symétrique (fig.520).

Cette solution nécessite la reconstitution de la porteuse à la réception et une variation légère de celle-ci peut affecter gravement la modulation. Elle n'est utilisable que pour la parole.

Si la porteuse est nécessaire, il est cependant utile d'en réduire l'importance. D'autre part, chaque bande latérale comporte tous les éléments de la modulation, une des bandes peut donc être

éliminée ce qui permet de reporter la puissance correspondante sur la bande qui subsiste. Cette solution divise par 2 le canal de fréquence nécessité par l'émetteur ce qui est extrêmement important en télévision.

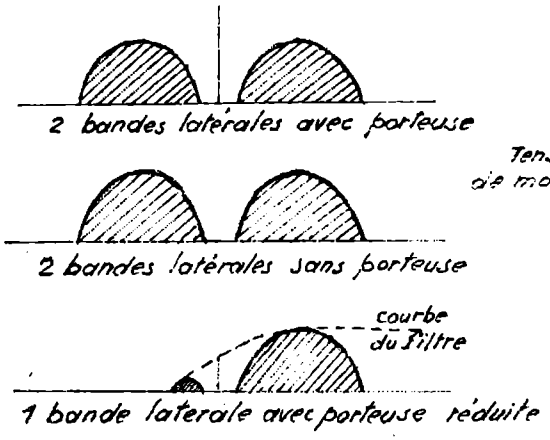


Fig. 519

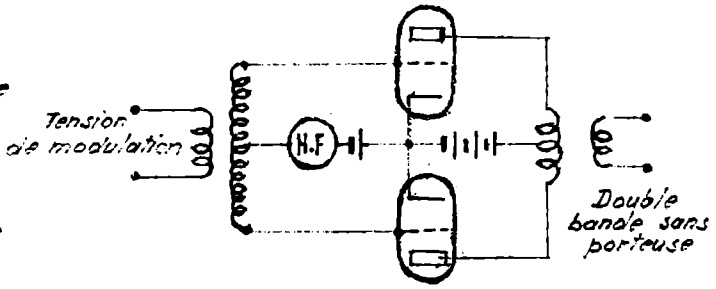


Fig. 520

On utilise pour cela des filtres qui ne laissent subsister qu'une bande latérale et un embryon de l'autre bande. La porteuse étant ainsi atténuée (fig. 519).

4,3 MODULATION EN PHASE ET EN FREQUENCE.

4,31 Principe des modulations en phase et en fréquence.

L'expression d'un courant modulé sinusoïdalement en phase est:

$$\boxed{i = I \sin \left(\Omega t + \psi \sin \omega t \right)} \qquad (1)$$

Ω étant la pulsation sans modulation
ψ l'amplitude de variation d'angle de phase,
ω pulsation de la modulation.

Un courant modulé en fréquence a pour expression:

$$i = I \sin \left(\Omega + \Delta \Omega \cos \omega t \right) t$$

$\Delta\Omega$ étant l'amplitude de variation de pulsation.

Or, la pulsation est une vitesse angulaire.

Ainsi:

$$\frac{d\varphi}{dt} = \Omega + \Delta\Omega \cos \omega t$$

et $$\varphi = \int \left(\Omega + \Delta\Omega \cos \omega t \right) dt$$

soit $$\varphi = \Omega t + \frac{\Delta\Omega}{\omega} \sin \omega t$$

L'expression du courant modulé en fréquence devient:

$$\boxed{i = I \sin \left(\Omega t + \frac{\Delta\Omega}{\omega} \sin \omega t \right)} \qquad (2)$$

Ainsi la modulation en fréquence est un cas particulier de la modulation en phase.

$\frac{\Delta\Omega}{\omega}$ est appelé <u>indice de modulation</u>.

$$m = \frac{\Delta\Omega}{\omega} = \frac{\Delta F}{f}$$

ΔF étant la variation de haute fréquence.

f la fréquence de modulation

<u>Remarque</u>:

1) L'angle de phase correspondant à une variation de fréquence est fonction <u>inverse de la fréquence de modulation</u>.

2) La relation (2) développée peut se mettre sous la forme:

$$\begin{aligned} = I \Big\{ & B_0 \sin \Omega t + B_1 \left[\sin (\Omega + \omega) t - \sin (\Omega - \omega) t \right] \\ & + B_2 \left[\sin (\Omega + 2\omega) t + \sin (\Omega - 2\omega) t \right] \\ & + B_3 \left[\sin (\Omega + 3\omega) t - \sin (\Omega - 3\omega) t \right] \\ & + B_4 [- - - - - - - - - - - - - - - \\ & - - - - - - - - - - - - - - - \end{aligned}$$

Ce qui montre que la modulation en fréquence admet une infinité de bandes latérales groupées symétriquement deux à deux par rapport à la porteuse aux fréquences supérieures ou inférieures de 2, 3, 4 etc.... fois la fréquence de modulation.

L'importance des bandes latérales dépend de l'indice de modulation. Si l'<u>indice de modulation est faible</u>, on peut ne tenir compte que de la porteuse et des 2 premières bandes latérales de pulsation $\Omega + \omega$ et $\Omega - \omega$ comme en modulation d'amplitude. Ceci a été montré graphiquement page 13.

3) la dynamique de modulation (rapport entre un forte et un pianissimo) est fixée par la course de fréquence.

Or, avec une course de 75 à 80 KHz on atteint facilement une dynamique de 60 db alors qu'en modulation d'amplitude on atteint difficilement 40 db.

4) Le rendement en modulation de fréquence est supérieur à celui en modulation d'amplitude car l'amplitude est constante.

5) La plage de fréquence nécessitée par un émetteur à modulation de fréquence étant élevée, il faut obligatoirement utiliser les ondes métriques.

4,32 Procédé de modulation en phase.

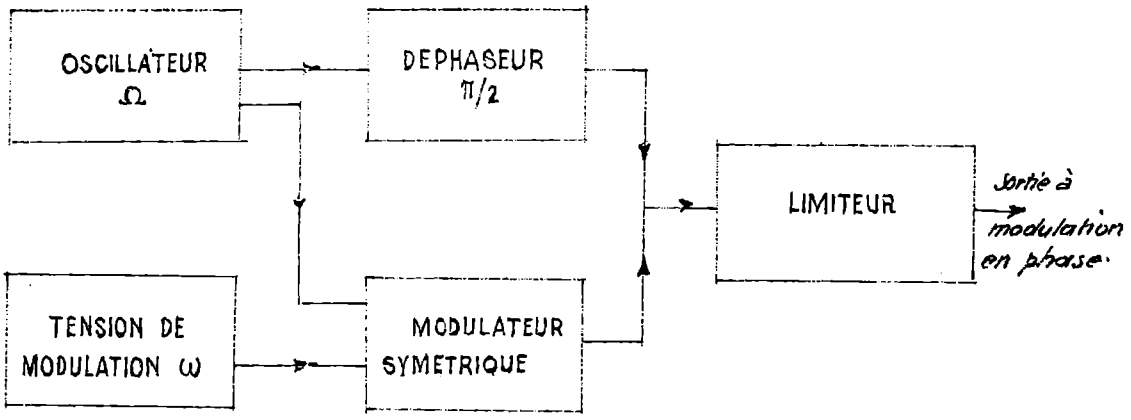


Fig. 521

La figure 521 donne le principe d'un modulateur en phase. Un modulateur symétrique soumis à une tension HF de pulsation Ω et à une tension de modulation de pulsation ω fournit une oscillation modulée en amplitude ne comportant pas de porteuse. Une porteuse déphasée de $\frac{\pi}{2}$ est ajoutée à la sortie du modulateur symétrique ce qui donne une tension résultante modulée en phase (fig.522) mais légèrement modulée en amplitude à 2 fois la fréquence de modulation. Après passage dans un

limiteur la modulation d'amplitude est éliminée.

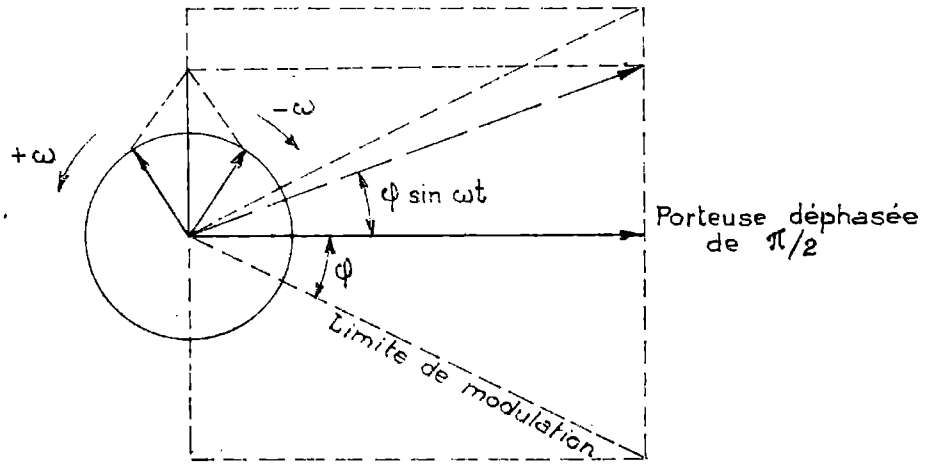


Fig. 522

4,33 Procédés de Modulation en Fréquence.

4,331 Modulation en fréquence par modulation en phase.

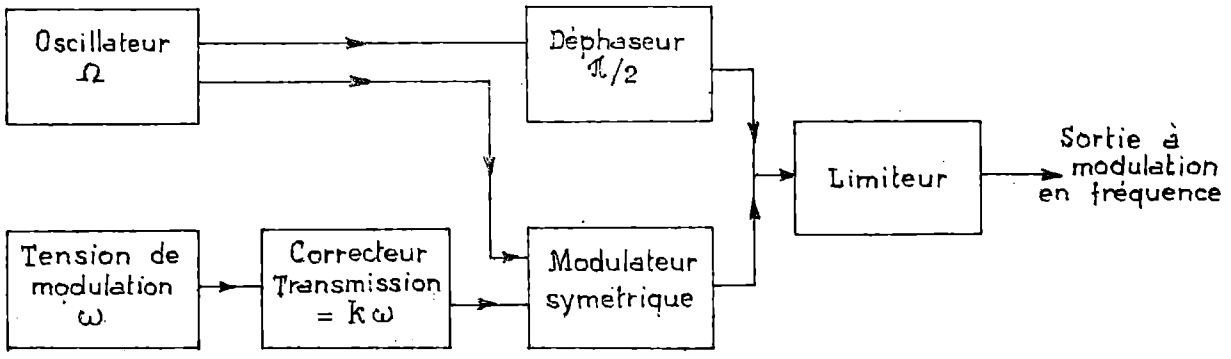


Fig. 523

Nous avons montré que pour passer de la modulation en phase à la modulation en fréquence il faut que la course en phase φ soit remplacée par l'indice de modulation $\frac{\Delta\Omega}{\omega}$ ainsi en modulant en phase, on fait varier $\frac{\Delta\Omega}{\omega}$.

Or, pour obtenir une modulation en fréquence il faut faire varier $\Delta\Omega$, il suffit donc de moduler en phase avec une course $\varphi\omega$. Ainsi on introduit dans le circuit de modulation basse fréquence un correcteur dont la transmission est proportionnelle à la fréquence fig. 523).

$$V_{sortie} = \omega V_{entrée}$$

La course en fréquence que l'on peut obtenir est faible (25 KHz), mais celle-ci peut être augmentée par multiplication de fréquence.

4,332 Modulation en fréquence par tube à réactance.

Le principe consiste à faire varier la fréquence d'un oscillateur par une capacité ou une inductance variables suivant la modulation basse fréquence.

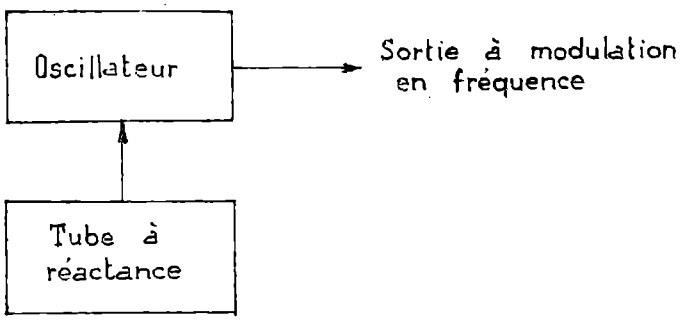


Fig. 524

Ces réactances variables sont réalisables par tubes électroniques.

D'après la formule de Thompson on a:

$$LC = \frac{1}{4\pi^2 F^2}$$

En dérivant L ou C par rapport à F on obtient:

$$\frac{dL}{dF} = -\frac{1}{2\pi^2 C F^3}$$

ou $$\frac{dC}{dF} = -\frac{1}{2\pi^2 L F^3}$$

soit $\frac{dF}{dL} = -2\pi^2 C F^3$ et $\frac{dF}{dC} = -2\pi^2 L F^3$

Ainsi la dérive de fréquence dF pour une dérive de capacité dC ou d'inductances dL est proportionnelle au cube de la fréquence.
La modulation de fréquence par réactance variable n'est donc appréciable qu'aux fréquences élevées.

Une première solution consiste à utiliser la capacité dynamique présentée à l'entrée d'un tube électronique.

Nous avons montré que la capacité d'entrée d'un tube est:

C dynamique d'entrée = $C_{cg} + (G+1)\ C_{cg}$

Or, si on fait varier le gain du tube au rythme de la modulation on obtient une capacité variant d'une façon identique. La figure 525 donne le schéma de principe d'un modulateur de ce type. Le circuit oscillant est accordé par la capacité d'entrée du tube à réactance. La tension de modulation est appliquée sur la grille de commande et la grille d'arrêt.

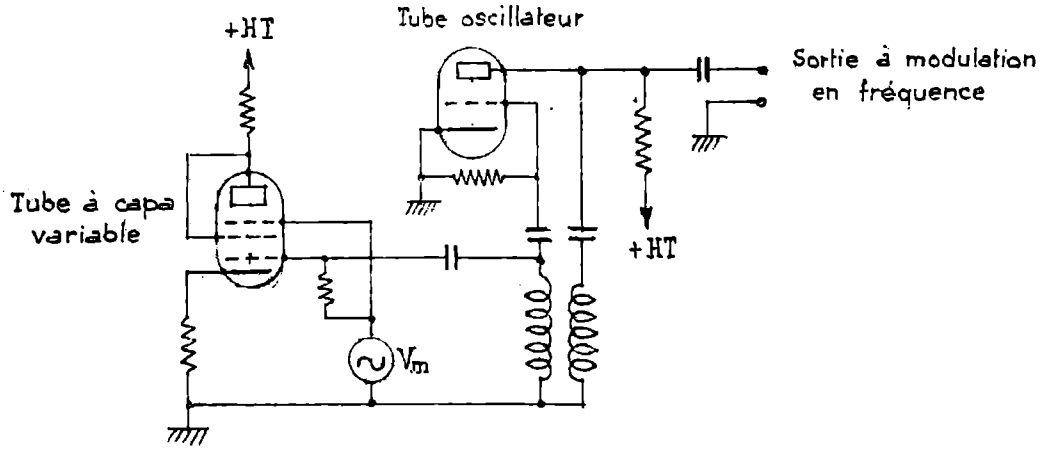


Fig. 525

Une deuxième solution consiste à utiliser un tube à réactance inductive

Soit un tube branché suivant la fig. 526

Si R est grand devant $\frac{1}{C\omega}$, la tension plaque Vp est sensiblement en quadrature avec V_g c'est-à-dire avec I_p puisque la tension grille V_g et le courant plaque sont en phase.

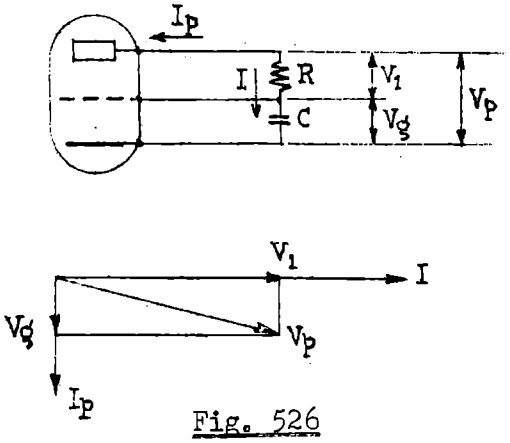


Fig. 526

Comme I_p est en arrière de $\frac{\pi}{2}$ sur V_p le tube se comporte comme une inductance.

L'impédance du circuit RC est sensiblement égale à R donc: $I \# \frac{V_p}{R}$

la tension grille $V_g = \frac{I}{C\omega} = \frac{V_p}{RC\omega}$

Or, $I_p = S V_g = \frac{S V_p}{RC\omega}$

Le tube présente une impédance inductive telle que:

$$Z = L\omega = \frac{V_p}{I_p} = \frac{RC\omega}{S}$$

donc l'inductance équivalente est:

$$\boxed{L = \frac{RC}{S}}$$

Le tube à réactance inductive est branché aux bornes du circuit oscillant.

La figure 527 donne le branchement du tube à réactance.

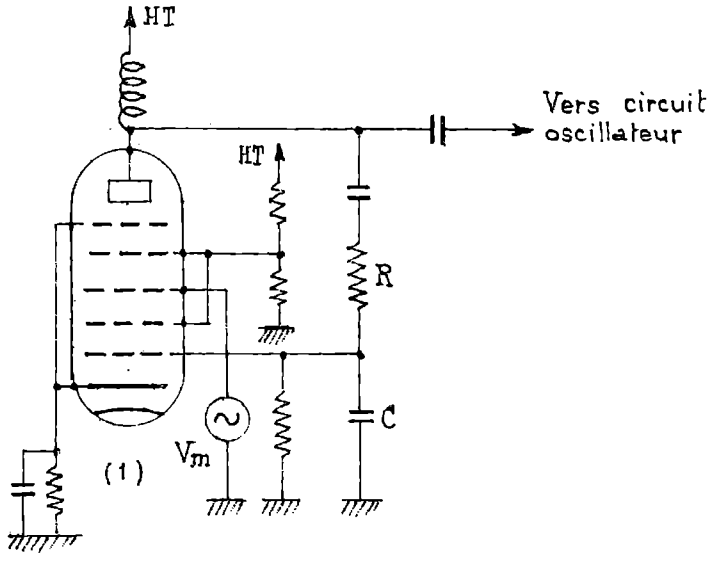


Fig. 527

Une capacité de réactance négligeable en série avec la résistance sépare la grille de la plaque au point de vue continu. Une résistance de forte valeur aux bornes de C assure la polarisation grille sans modifier le fonctionnement en régime alternatif.

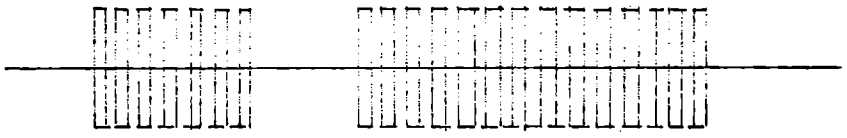
Par contrôle de grille on fait varier la pente donc la réactance du tube.

La modulation par tube à réactance est utilisée en particulier dans les wobulateurs.

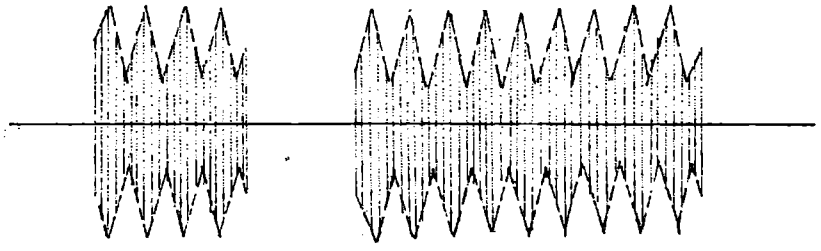
4,4 MANIPULATION

La manipulation peut se faire:

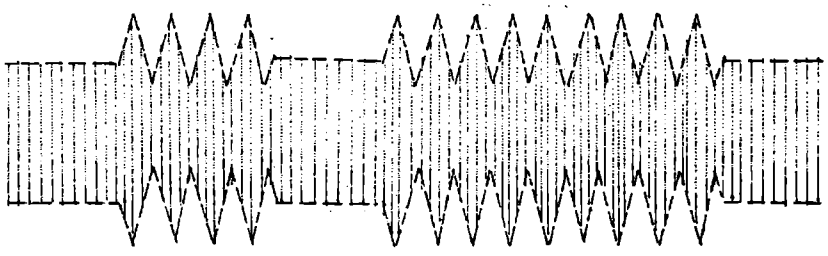
- par découpage en entretenue pure (fig.528 (a))



- par découpage en entretenue modulée (fig.528 (b))



- sur la modulation (fig.528 (c))



- par variation de fréquence.

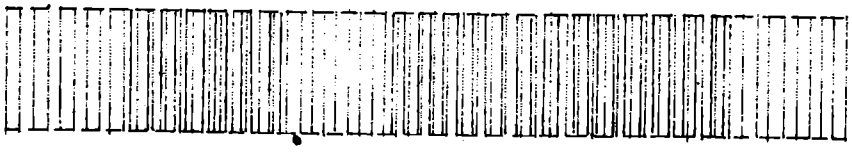


Fig. 528

4,41 Manipulation par découpage.

L'oscillation haute fréquence est interrompue à la cadence de manipulation par blocage de grille. Le circuit de manipulation commande la polarisation de la grille de commande (fig.529 ou de la grille d'arrêt d'un tube amplificateur de telle sorte que le fonctionnement soit bloqué entre les signaux de manipulation.

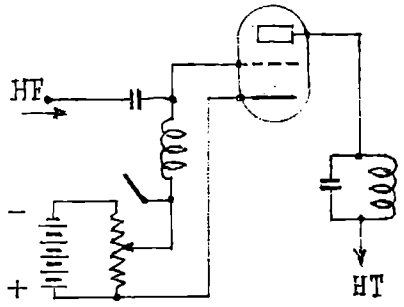


Fig. 529

L'émetteur fonctionne par tout ou rien ce qui a pour effet de produire des variations brutales de consommation. Les circuits de compensation doivent être prévus pour absorber l'énergie lorsque les tubes sont bloqués.

La manipulation peut se faire sur les bas étages ou sur l'étage de puissance.

La manipulation sur les bas étages supprime rayonnement parasite mais la constante de temps des circuits de liaison peut déformer les signaux.

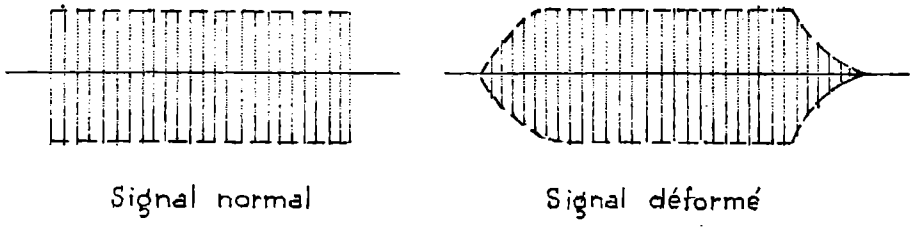


Fig. 530

4,42 Manipulation sur la modulation

Le régime de l'émetteur peut être régularisé si on produit la manipulation sur la modulation. Le blocage de grille étant effectué sur la chaîne basse fréquence. Ainsi la porteuse est émise en permanence.

4,43 Manipulation par variation de fréquence.

L'émetteur fonctionne sur deux fréquences très peu différentes (de l'ordre de 800 Hz) une fréquence est affectée aux signes de manipulation, l'autre aux intersignes. Ce mode de fonctionnement est très régulier et la consommation de l'émetteur est constante.

La variation de fréquence peut être obtenue par commutation de deux oscillateurs à quartz commandés par blocage des étages supérieurs (fig. 531).

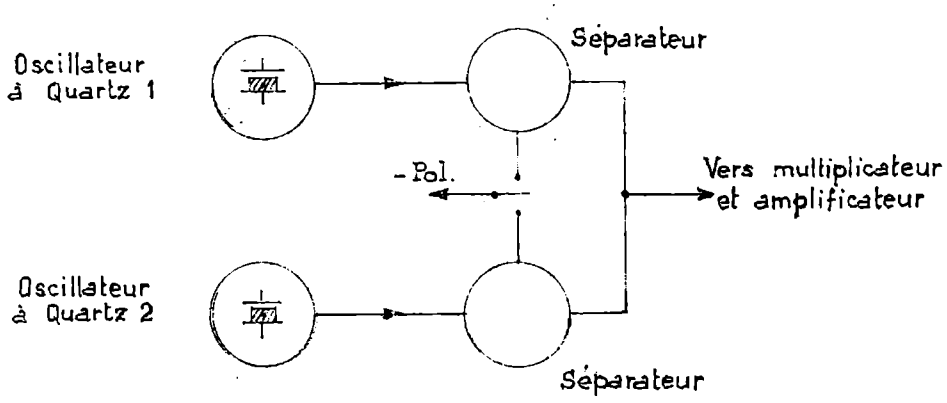


Fig. 531

Les oscillateurs à quartz étant suivis de multiplicateurs de fréquences, la différence de fréquence doit être:

- de 400 Hz dans le cas d'un doublage de fréquence,
- de 200 Hz dans le cas de deux doublages de fréquence successifs.

La variation de fréquence peut être également produite par tube à réactance commandé par la tension de manipulation.

4,5 EXEMPLE D'EMETTEUR MODULE

Le schéma de la fig.532 représente un émetteur 20 kw, modulé par l'anode sur un étage de faible puissance; l'amplification de puissance se faisant en haute fréquence modulée. On distingue les petits étages constitués par les tubes 1, 2, 3, 4, les étages de puissance (tubes 5, 6, 7, 6) et la chaîne BF.

1°) Petits étages.

a) Etage pilote, comprenant le tube 1. C'est un oscillateur

à quartz; le quartz étant placé dans un thermostat (réglant la température au 1/10ème de degré et assurant une stabilité de 1/100.000) la tension plaque est de 200 v.

b) Etage séparateur, comprenant le tube 2. Il a pour but d'isoler le pilote des réactions des étages supérieurs pour cela on utilise une pentode dans laquelle l'écran supprime la réaction capacitive. La tension plaque devenant importante (500 v) et pour éviter de porter les bobinages à un potentiel continu élevé, l'alimentation plaque est en parallèle; règle qui sera suivie pour les étages supérieurs.

c) Etage intermédiaire constitué par le tube 3. Son rôle est d'augmenter la puissance HF, la puissance étant plus élevée on utilise une triode ce qui conduit à neutrodyner l'étage. La tension plaque est de 2.000 volts.

d) Etage modulateur (tube 4). Cet étage est modulé par l'anode, un transformateur de modulation est intercalé dans le circuit plaque. La tension plaque sans modulation est de 4.000 volts.

2°) Etages de puissance.

a) Etage intermédiaire (tubes 5 et 6). La tension haute fréquence modulée, est amplifiée par 2 triodes en montage symétrique réglées en classe B. Le point milieu du transformateur d'entrée est fixé par capacités, l'étage est neutrodyné. La tension plaque devient très importante (10.000 volts) et la puissance porteuse passe à 2 kw.

b) Etage de puissance finale. (tubes 7 et 8). Cet étage de schéma identique au précédent mais avec des lampes plus puissantes, porte la puissance porteuse à 20 kw. La tension plaque étant alors de 15.000 volts. Il excite l'antenne par une ligne d'alimentation en traversant un filtre supprimant les harmoniques.

3°) Etages de modulation (tubes 9, 10, 11, 12)

Ce schéma ne représente que les étages de puissance en classe B. La puissance nécessaire est de l'ordre de 100 w (puissance égale à la puissance HF sur l'étage modulateur).

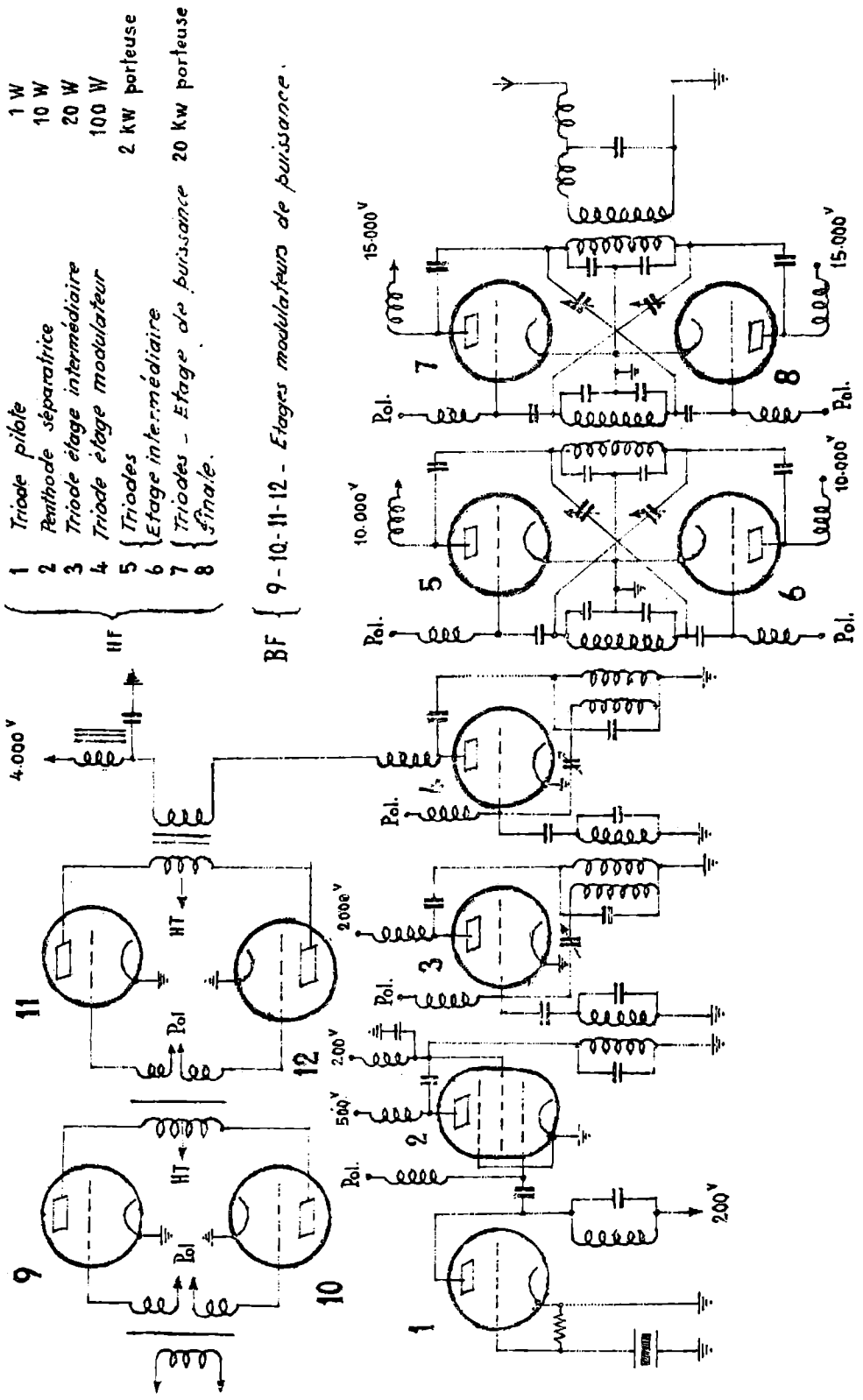

1 Triode pilote 1 W
2 Pentode séparatrice 10 W
3 Triode étage intermédiaire 20 W
4 Triode étage modulateur 100 W
5 Triodes
6 Etage intermédiaire 2 kW porteuse
7 Triodes - Etage de puissance 20 kW porteuse
8 Finale.
HF
9-10-11-12 - Etages modulateurs de puissance.
BF
4.000 V
HT
Pol
200 V
500 V
2000 V
10.000 V
15.000 V
1
2
3
4
5
6
7
8
9
10
11
12

Fig. 532

CHAPITRE V

RECEPTEURS

Nous avons donné dans le premier chapitre le principe général des récepteurs. Dans les chapitres suivants nous avons étudié en détail certains éléments des récepteurs:

- les collecteurs d'onde
- les circuits d'entrée
- les amplificateurs HF et MF
- les amplificateurs BF

Il reste ainsi à étudier dans le présent chapitre:
- la détection des ondes modulées en amplitude
- le changement de fréquence

Enfin le problème de la réception des ondes modulées en fréquence.

5,1 RECEPTEURS POUR MODULATION D'AMPLITUDE (Récepteurs AM)

5,11 Caractéristiques Générales des Récepteurs.

Ce sont:

- la sensibilité,
- la sélectivité,
- la fidélité.

Sensibilité.

La sensibilité d'un récepteur, caractérisant son aptitude à recevoir un signal faible, se définit par la tension minimum HF, modulée dans des conditions standard, qu'il faut appliquer à l'entrée du récepteur, pour obtenir une puissance basse fréquence à la sortie donnée par les normes radioélectriques (50 mW avec une onde modulée à 400 Hz et 30 % de modulation).

La sensibilité se compte ainsi en microvolts -(10 à 100μ V en moyenne).

Si on augmente le gain de l'amplificateur HF en vue d'augmenter la sensibilité, la tension de bruit de fond peut devenir du même ordre ou même dépasser la valeur de la tension d'entrée permettant de définir la sensibilité.

On utilise la notion de sensibilité utilisable pour laquelle on ajoute la condition:

$$\frac{\text{tension signal}}{\text{tension souffle}} = 20$$

Sélectivité.

La sélectivité caractérise la faculté d'un récepteur de séparer un émetteur d'un brouilleur légèrement décalé en fréquence. Si E_0 est la tension minimum qu'il faut appliquer à l'entrée du récepteur pour obtenir 50 mw à la sortie (le récepteur est ainsi à l'accord). Si $E_{\Delta f}$ est la tension nécessaire permettant d'obtenir la même puissance pour un décalage Δf. On peut déterminer le coefficient de sélectivité par :

$$S = 20 \log \frac{E_{\Delta f}}{E_0}$$

La sélectivité dépend du nombre d'étages d'amplificateur HF et de la qualité des circuits.

Fidélité.

La fidélité de reproduction, caractéristique secondaire dans le cas des récepteurs professionnels, prend une grande importance dans le cas de récepteurs de radiodiffusion.

La fidélité peut être appréciée par une mesure de distorsion de fréquence globale en appliquant une tension HF constante modulée en fréquence variable mais à taux constant. On mesure alors la pression acoustique développée par le haut parleur dans une chambre acoustique ou en plein air, à quelques mètres en avant du haut-parleur.

La distorsion de fréquence est due:

- à la sélectivité des étages HF
- aux circuits de détection,
- aux étages BF,
- à la réponse électroacoustique du haut-parleur.

Il faut remarquer que la sélectivité est une caractéristique

contraire à la fidélité. Il faut choisir un compromis entre ces 2 caractéristiques car une haute sélectivité conduit à la suppression des fréquences élevées.

Une haute fidélité exigerait une large bande passante susceptible de donner lieu à des brouillages parasites.

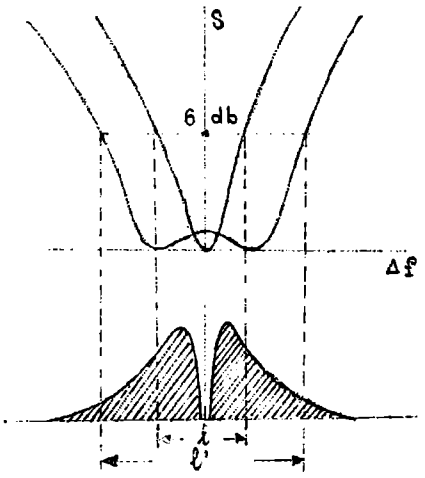


Fig. 533

La bande passante est limitée par les fréquences donnant 6 db d'affaiblissement. La fig. 533 montre la coupure faite aux fréquences élevées dans le cas de 2 courbes de sélectivité.

Les mesures de fidélité comportent en outre des mesures de taux d'harmoniques. La distorsion harmonique est due:

- aux étages HF, (elle dépend de la tension appliquée à l'entrée),
- à l'étage détecteur (elle dépend du taux de modulation),
- aux étages BF (elle dépend de la puissance de sortie).

5,12 Détection

5,121 Principe général de la détection

La détection consiste à faire apparaître la composante de modulation d'une oscillation modulée en amplitude.

Principe sommaire

Une oscillation haute fréquence modulée en amplitude n'est pas susceptible de moduler directement un haut-parleur électrodynamique ni un écouteur car:

- la variation est trop rapide,

- l'oscillation n'admet pas de valeur moyenne (les pointes positives compensent les pointes négatives).

Il faut signaler cependant qu'une oscillation HF modulée, de puissance suffisante, peut attaquer un ionophone (haut-parleur à ionisation).

Sauf dans ce cas particulier il est donc nécessaire de détecter le signal.

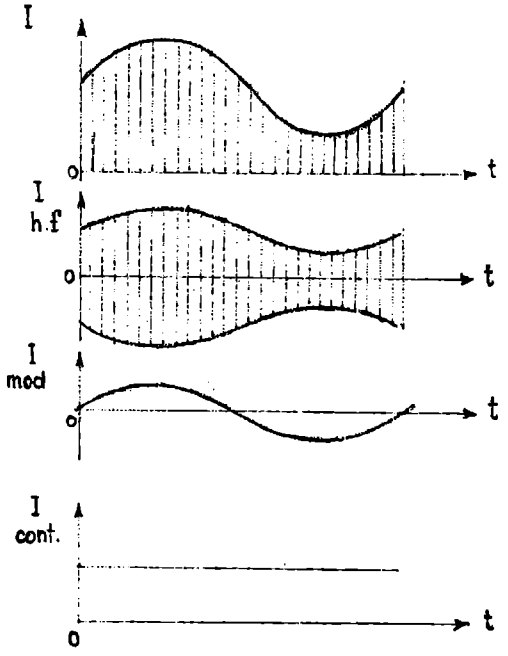


Fig. 534

L'opération de détection peut se décomposer en un redressement suivi d'un filtrage.

- Par le redressement on fait apparaître une valeur moyenne de l'oscillation modulée.

- Par le filtrage on sépare les composantes (fig. 534)
  - la composante de modulation
  - une composante HF
  - une composante continue utilisable pour la régulation anti-fading.

La figure 535 donne ainsi le schéma le plus simple d'un récepteur.

L'écouteur étant traversé par la composante de modulation superposée à la composante continue, le condensateur en parallèle

(pouvant être la capacité répartie de l'écouteur) écoule la composante HF).

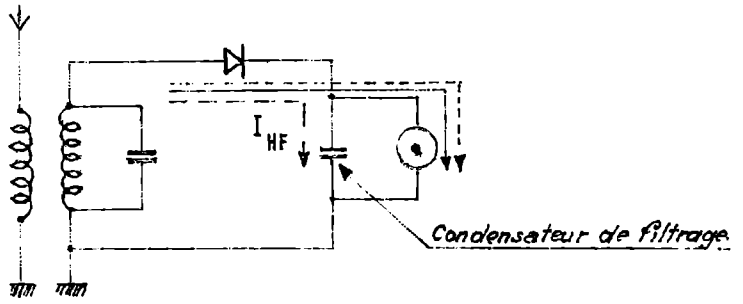


Fig. 534

Etude plus complète.

Supposons le cas d'un signal de grande amplitude pour lequel on peut négliger la courbure inférieure de la caractéristique du redresseur. Utilisons le schéma donné par la figure 535.

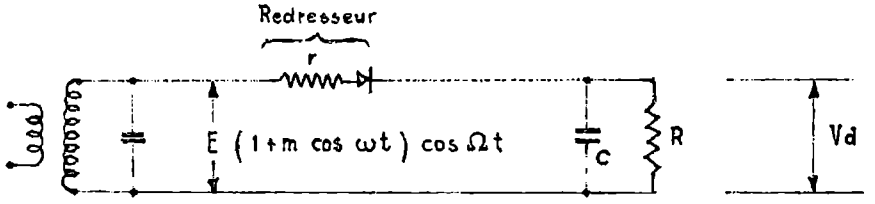


Fig. 535

La tension HF modulée a pour expression:

$$e = E\,(1 + m \cos \omega t)\, \cos \Omega t$$

le redresseur a une résistance interne r.
Soit R la résistance de détection aux bornes de laquelle sera prélevée la modulation.
R est shuntée par une capacité C dont la réactance doit être faible pour la composante de modulation. En fait l'efficacité de filtrage de C dépend de la résistance de détection, c'est-à-dire de la constante de temps RC et on doit avoir:
période minima de modulation $\gg$ RC $\gg$ période de la porteuse.

L'étude de la détection est une extension aux régimes modulés de la théorie des redresseurs avec filtrage par capacité en tête.

L'amplitude de l'oscillateur variant suivant la modulation,

la valeur de la tension détectée aux bornes de R varie proportionnellement puisque la constante de temps du circuit RC est faible devant la période de modulation (fig. 536).

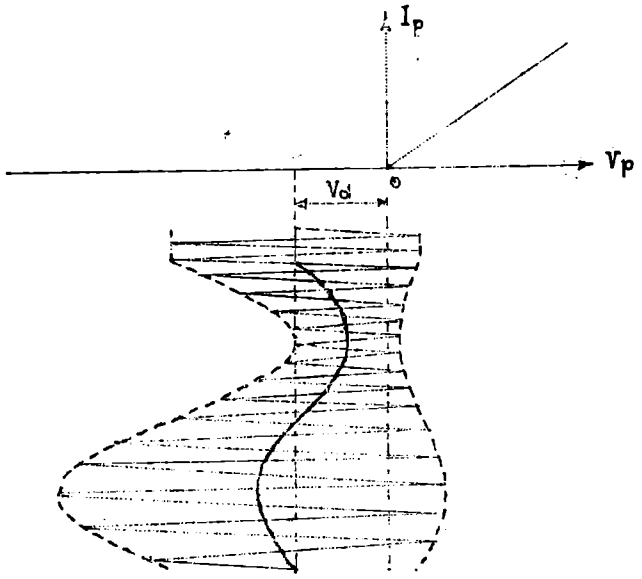


Fig. 536

En appliquant les résultats trouvés page 291 on obtient dans le cas présent:

$$V = E\left(1 + m\cos\omega t\right)\frac{R}{r}\;\frac{\sin\theta_0 - \theta_0\cos\theta_0}{\pi}$$

Or, θ_0 qui dépend du facteur de redressement R/r est constant, ainsi la tension détectée est en relation linéaire avec la composante de modulation. La détection est ainsi linéaire.

Nous avons également page 291 $E = \frac{V_0}{\cos\theta_0}$
donc dans le cas présent:

$$V_d = E\left(1 + m\cos\omega t\right)\cos\theta_0$$

$$= \left(E + mE\cos\omega t\right)\cos\theta_0$$

$\cos\theta_0$ est appelé facteur d'efficacité de détection ainsi on obtient:

- l'amplitude de la composante de modulation

$$\boxed{V_m = mE\cos\theta_0}$$

- et la composante continue:

$$\boxed{V_c = E \cos \theta_0}$$

La tension détectée est d'autant plus élevée que θ_0 est petit ce qui nécessite un facteur de redressement élevé (forte résistance de détection).

Le facteur d'efficacité varie habituellement de 0,7 à 0,9

facteur de redressement $\frac{R}{r}$	10	20	50	100	500
facteur d'efficacité . $\cos \theta_0$	0,64	0,76	0,85	0,91	0,97

Calculons la résistance équivalente au circuit de détection. Ce calcul permet de déterminer l'amortissement occasionné par un circuit détecteur sur le circuit accordé qui le précède.

L'angle θ_0 étant normalement très petit, on peut admettre que $\cos \theta_0 \# 1$ donc les composantes de la tension détectée sont:

$$V_m = m E$$

et $V_0 = E$

La puissance totale développée dans la résistance de détection est:

$$P = \frac{m^2 E^2}{2R} + \frac{E^2}{R} = \frac{(m^2+2) E^2}{2R}$$

Si R est la résistance équivalente au circuit de détection, la puissance développée par l'oscillation HF modulée est:

$$P = P_0 \left(1 + \frac{m^2}{2}\right) = \frac{E^2}{2R_e}\left(1 + \frac{m^2}{2}\right) = \frac{E^2(2+m^2)}{4R_e}$$

Les deux puissances calculées étant par définition égales, on a:

$$\frac{(m^2+2) E^2}{2R} = \frac{E^2 (m^2+2)}{4R_e}$$

ainsi: $R_e \# \frac{R}{2}$

L'amortissement est ainsi produit par la moitié de la résistance de détection. Par un calcul plus exact on aurait:

$$R_e = \frac{R}{2 \cos \theta_0}$$

Remarques: 1) Si le circuit de détection est branché sur une prise médiane du circuit accordé, la résistance d'amortissement est R/2 sur la moitié du bobinage, c'est-à-dire:

$\frac{R}{2} \times 4 = 2R$ sur la totalité du circuit.

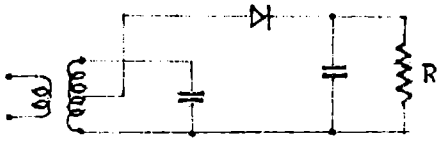


Fig. 537

On perd 6 db en niveau mais l'amortissement est beaucoup plus faible, la sélectivité est augmentée ainsi que le gain de l'étage moyenne fréquence.

2) Pour améliorer le rendement de détection il y a intérêt à augmenter la résistance de détection, il faut donc diminuer la capacité de détection C pour maintenir la constante de temps optima.

Or C doit être au moins 5 à 10 fois plus élevé que la capacité interne γ du redresseur. En effet C et γ forment un diviseur de tension pour la moyenne fréquence. Si $\gamma \gg C$ le redresseur est court-circuité par γ et il n'y a plus de détection.

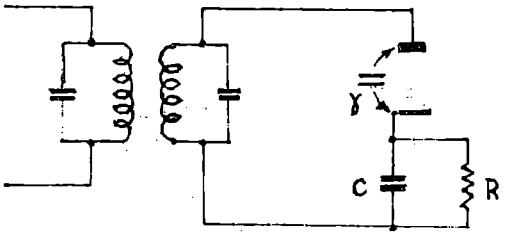


Fig. 538

Ceci est très important pour la détection des signaux vidéo-fréquences.

Régime dynamique - Distorsion

Le fonctionnement du détecteur peut être représenté en portant le courant débité et la tension détectée pour différentes valeurs de la tension appliquée. (Fig. 539) Si R est la résistance de détection

on peut tracer une droite de charge telle que: $tg\ \alpha = -\frac{1}{R}$

En reportant la tension appliquée on obtient la courbe de tension détectée. On vérifie ainsi que la tension détectée augmente avec R.

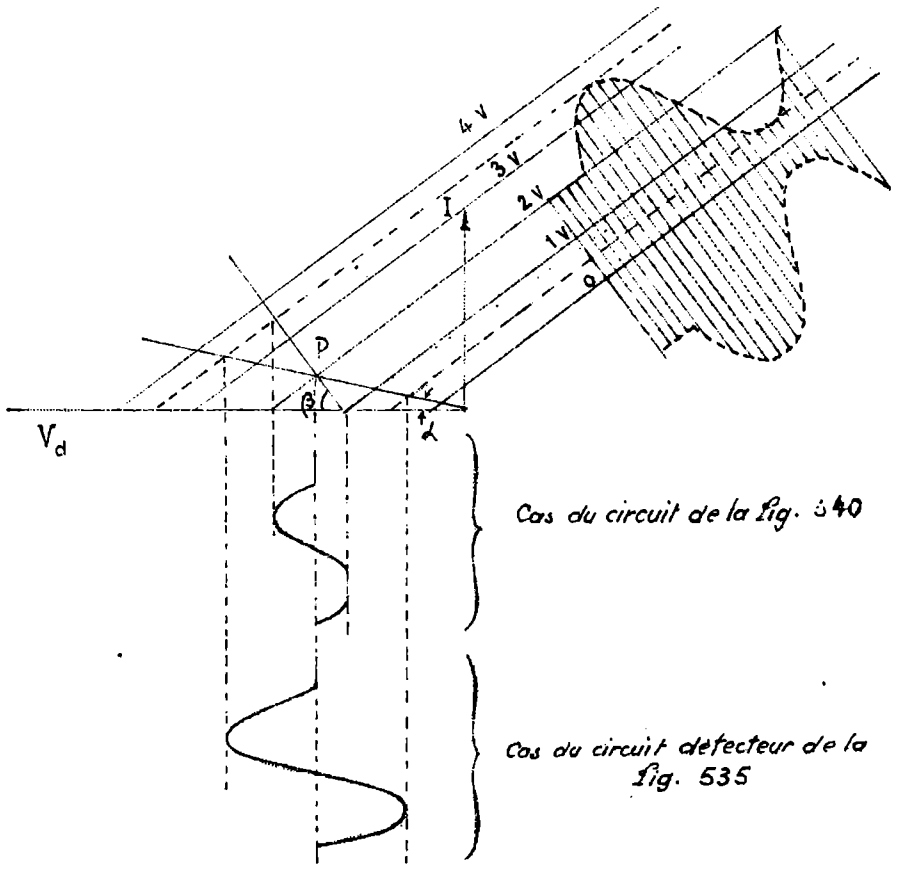


Fig. 539

Cette représentation permet de montrer l'existence d'une certaine distorsion de détection.

La composante continue peut être éliminée en utilisant un circuit de liaison par résistance-capacité fig. 540) La tension de modulation V apparaît aux bornes de la résistance R'.

Dans ce cas le fonctionnement du détecteur peut entraîner une distorsion harmonique.

En régime de porteuse la résistance de détection est R, le point de fonctionnement P sur la fig. 539 est donné par la droite

de charge telle que

$$tg\,\alpha = -\frac{1}{R}$$

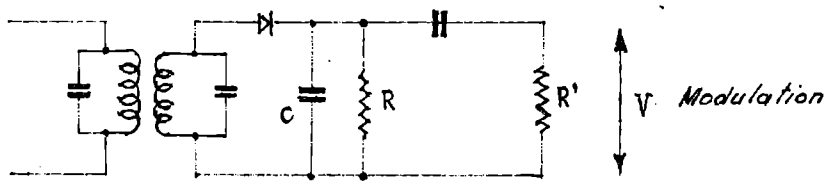


Fig. 540

En régime de modulation la résistance effective de détection est:

$$R_e = \frac{R\,R'}{R + R'}$$

et la droite de charge bascule autour du point P de telle façon que:

$$tg\,\beta = -\frac{1}{R_e}$$

Or, aux taux de modulation élevés il peut se produire un écretage des pointes négatives de modulation.

Le taux de modulation maxima sans distorsion est donné par:

$$T_{max} = 100\,\frac{\text{résistance détection en modulation}}{\text{résistance détection en porteuse}}$$

c'est-à-dire:

$$T_{max} = 100\,\frac{R\,R'}{R\,R'} \times \frac{1}{R} = \frac{R'}{R + R'}$$

$$T_{max} = \frac{100}{1 + \frac{R}{R'}}$$

Pour réduire la distorsion de détection il faut donc que $\frac{R}{R'}$ soit le plus petit possible.

R' est généralement la résistance de fuite de grille de l'étage préamplificateur basse fréquence. Sa valeur ne peut dépasser habituellement 1 MΩ . Il faut donc réduire la résistance R avec R = 200 KΩ la distorsion apparaît aux taux supérieurs à 83 %.

5,122 Montages détecteurs

La détection peut être assurée par un redresseur séparé diode ou cristal ou par des montages à triode.

Détecteurs à redresseur séparé.

La diode est le plus souvent utilisée.

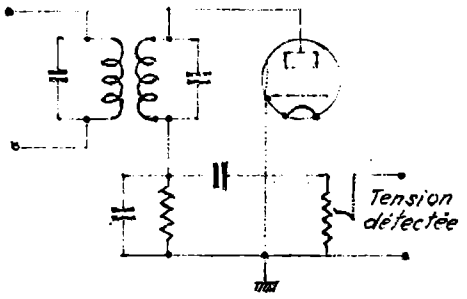


Fig. 541

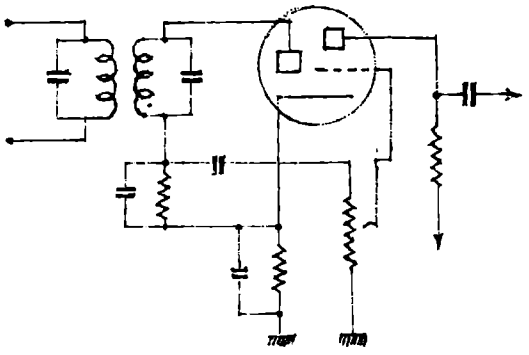


Fig. 542

Le montage le plus simple est donné par la fig. 541. La cathode est généralement mise à la masse pour réduire l'influence des capacités parasites, le secondaire du transformateur HF ou MF est obligatoirement isolé de la masse.

La tension détectée privée de sa composante continue est prélevée sur un potentiomètre. Très souvent la diode se trouve incorporée dans un tube double comportant une diode et une triode préamplificatrice BF. Le schéma est donné par la fig. 542. Le circuit de détection n'a pas de point à la masse car il faut placer dans le retour de cathode la résistance shuntée de polarisation de l'étage préamplificateur.

Remarques:

1) Aux très hautes fréquences la diode introduit un bruit de fond exagéré. On utilise alors un cristal détecteur au germanium ou silicium. Celui-ci en outre présente une très faible capacité parasite.

2) Aux faibles niveaux la détection est quadratique. Les composantes détectées sont proportionnelles au carré de la f.é.m. du signal appliqué. Il se produit ainsi une distorsion d'amplitude.

Détecteurs à triode.

Les courbures des caractéristiques de plaque et de grille permettent d'assurer une détection.

Détection par caractéristique de plaque.

La tension HF modulée est appliquée autour d'une tension de

polarisation Vg_e fixée au point de cut-off du tube.

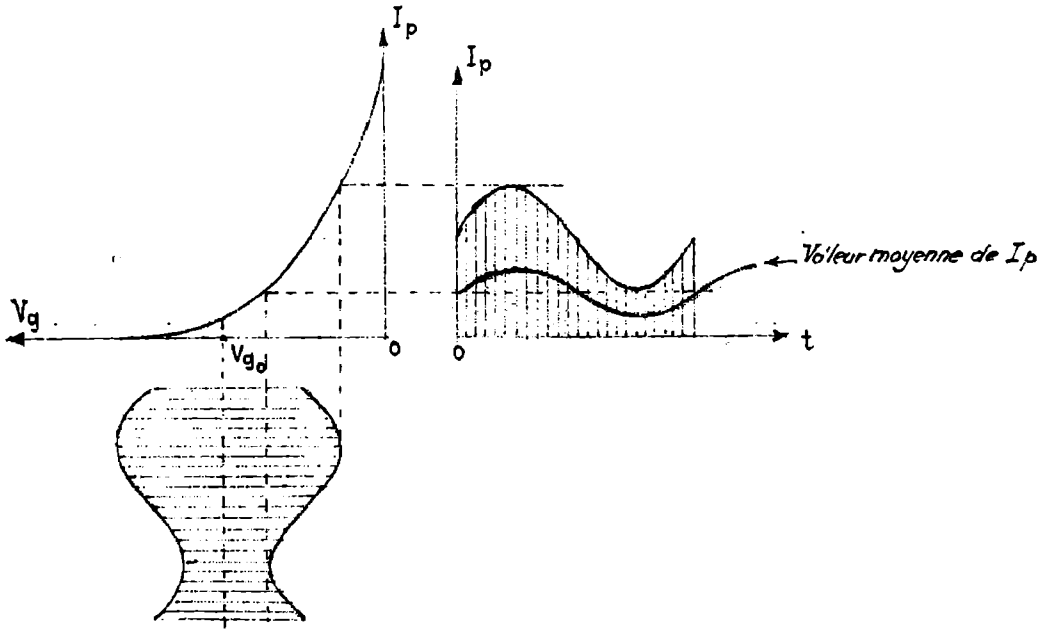


Fig. 543

Le courant plaque présente ainsi une valeur moyenne correspondant à la modulation.

Le point de fonctionnement est fixé par une résistance shuntée placée dans la cathode. La détection est suivie d'une amplification. La tension équivalente de modulation dans le circuit plaque est:

$$E_e = n\,k\,m\,E$$

E étant l'amplitude de la porteuse,
m le taux de modulation
k le coefficient d'amplification
η le facteur d'efficacité compris entre 0,8 et 0,9.

Dans le schéma équivalent:

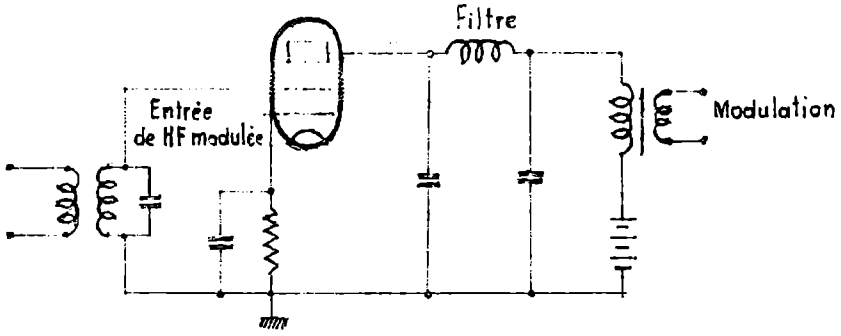
R_d est la résistance de plaque équivalente (environ 3 fois la résistance interne).

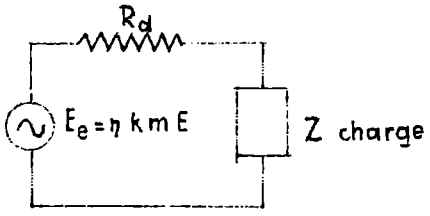
$\frac{nk}{R_d} = S_c$ est la pente de conversion du tube détecteur (habituellement 0,3 S)

La tension de modulation à la sortie du détecteur est:

$$V_m = m\,E\,S_c\,Z$$

Z étant l'impédance de charge.





Circuit équivalent

- Fig. 544 -

Détecteur à impédance d'entrée infinie.

Ce type de détection est appelé également détection Sylvania. C'est une détection par la courbure de caractéristique de plaque. La résistance de détection R shuntée par la capacité C placée dans la cathode assure la polarisation. La résistance est normalement de l'ordre de 50KΩ pour la réception en radiodiffusion.

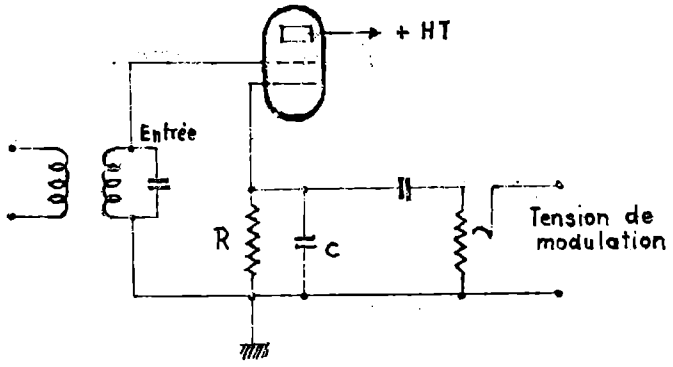


Fig. 545

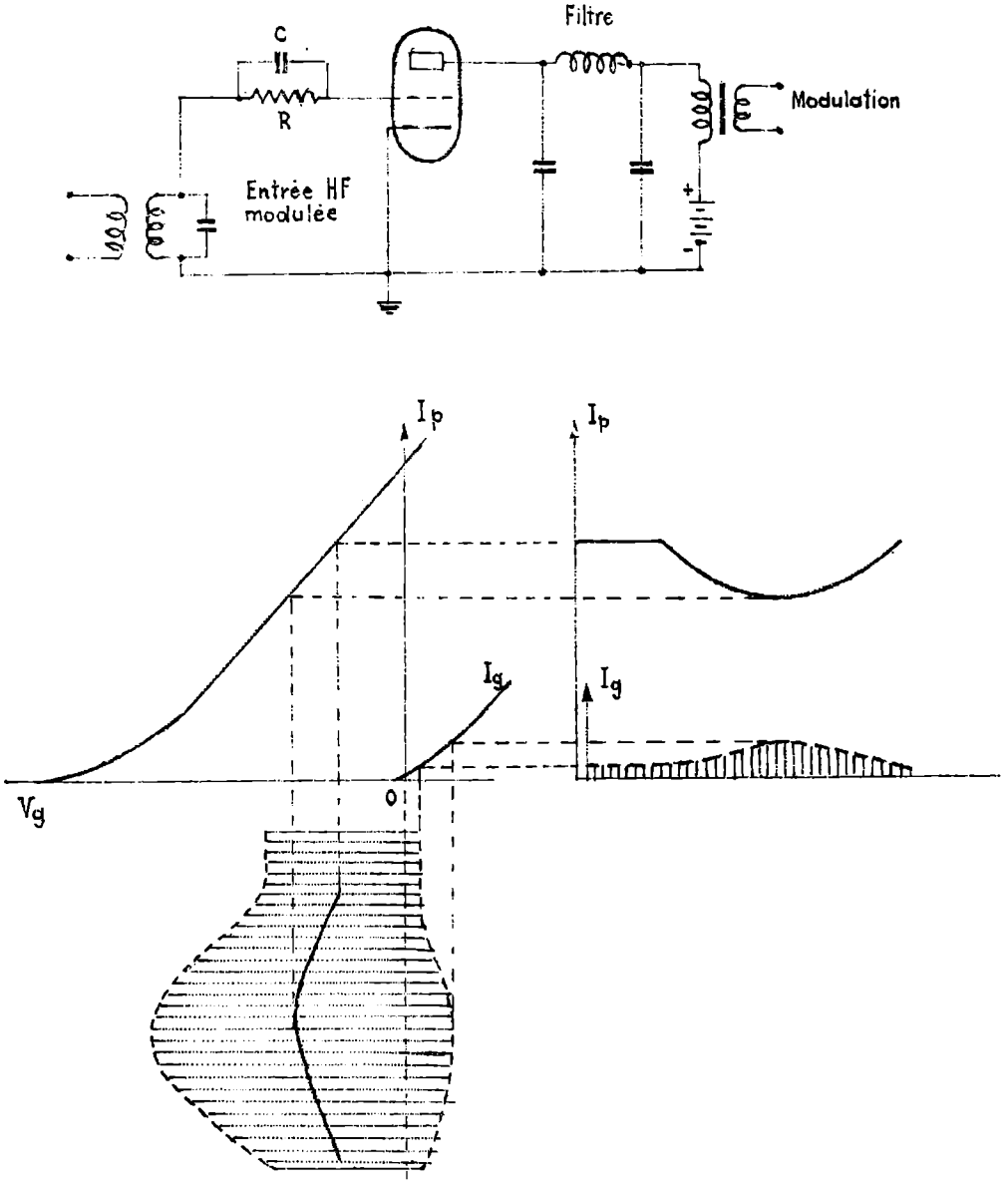
Une capacité de liaison élimine la composante continue. Aux amplitudes élevées la détection Sylvania introduit une distorsion négligeable. L'impédance élevée d'entrée amortit très peu les circuits HF. Par contre elle ne permet pas d'obtenir facilement une composante continue pour la régulation anti-fading.

Détection par la caractéristique de grille.

Le circuit grille comportant une résistance shuntée par capacité est équivalent au circuit de détection à diode. La tension détectée apparaît aux bornes de R (composante continue et composante de modulation).

La grille soumise à cette tension produit une variation de courant plaque. Un filtre passe-bas élimine la composante HF. Un transformateur élimine la composante continue.

La détection est ainsi suivie d'une amplification mais pour que la distorsion ne soit pas excessive, le gain ne peut être qu'environ 40 % du gain que peut fournir le tube en amplificateur simple.



– Fig. 546 –

5,13 Changement de fréquence.

Le changement de fréquence utilisé dans les récepteurs superhétérodynes consiste à substituer à un signal reçu de fréquence quelconque une oscillation de fréquence constante (moyenne fréquence) sur laquelle est transférée la modulation.

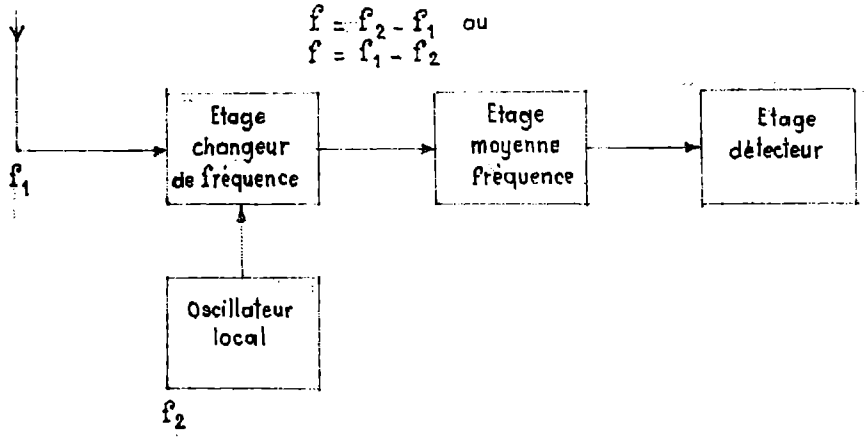


Fig. 547

Si f_1 est la fréquence du signal reçu, on produit un battement avec une oscillation locale de grande amplitude f_2, après détection du signal on obtient une fréquence moyenne $f = f_2 - f_1$
ou $f = f_1 - f_2$
après amplification à fréquence constante f_3 le signal moyenne fréquence modulé est détecté de façon à obtenir la modulation.

Cette solution présente divers avantages:

- les réglages sont simplifiés car les circuits MF sont réglés définitivement à la mise au point. Ceux-ci peuvent ainsi être des circuits couplés à primaire et secondaire accordés,

- l'amplification et la sélection se font dans les meilleures conditions car le fonctionnement à fréquence constante permet d'utiliser les circuits dans les conditions optima et valables pour tous les émetteurs. En effet, le coefficient de sélectivité de circuits couplés au couplage critique est:

$$S = \sqrt{1 + 4\, Q_1^2\, Q_2^2 \left(\frac{\Delta f}{f_o}\right)^4}$$

La sélectivité se rapporte à la fréquence f_o constante, d'autre part les coefficients Q_1 et Q_2 peuvent avoir leur valeur maximum pour f_o,

- la sensibilité est plus élevée qu'en réception à amplification directe.

Par contre le changement de fréquence présente quelques inconvénients:

- le bruit de fond est plus élevé en raison de la forte résistance de bruit des tubes mélangeurs. Pour obtenir de très grandes sensibilités il peut être nécessaire de prévoir une amplification HF avant le changement de fréquence,

- il peut se produire des sifflements d'interférences.

5,131 Principe des battements.

Ajoutons les oscillations de deux générateurs de fréquences différentes f_1 et f_2 et analysons la tension totale ainsi obtenue.

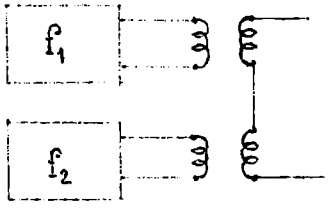


Fig. 548

Si les fréquences sont quelconques le résultat est une tension périodique de loi très compliquée et sans aucun résultat remarquable. Par contre si les fréquences sont très voisines, le résultat est très différent.

Considérons sur la figure 549 une grande tension U_1 à laquelle on ajoute une petite tension U_2, cette dernière ayant une fréquence légèrement différente de celle-ci:

$$U_1 \; f_2 = 0,9 \; f_1$$

Supposons qu'au départ les deux tensions U_1 et U_2 soient en phase (points A et A'). Les deux tensions maxima s'ajoutent et on a pour la tension totale une amplitude:

$$U_{tot} = U_1 + U_2 \quad \text{(point A'')}$$

Les deux fréquences étant très peu différentes, la deuxième période des deux fonctions sera presque en phase. La troisième sera un peu plus décalée, etc... Au bout d'un certain temps (ici 5 périodes de U_1 et $4\frac{1}{2}$ de U_2), la tension U_2 sera en opposition de phase avec U_1 (points B et B') Leur somme algébrique sera donc $U_{tot} = U_1 - U_2$ d'où une tension totale faible (point B'').

Au bout d'un temps égal les deux tensions seront à nouveau en phase et s'ajouteront (points C, C' C") puis se retrancheront, etc....

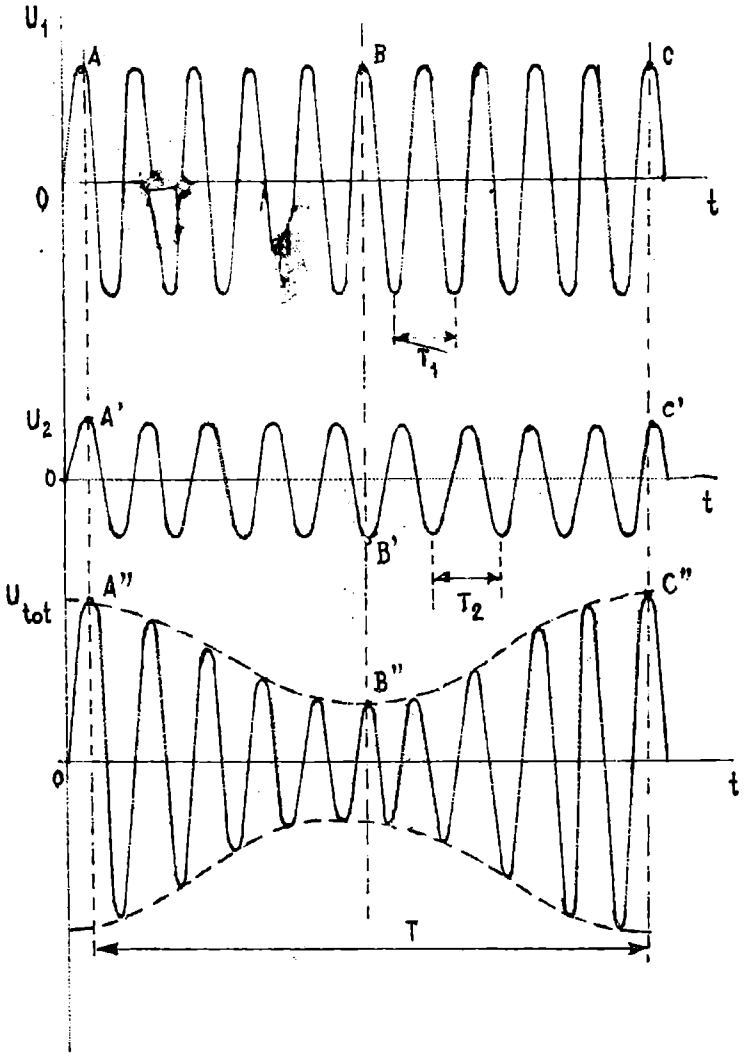


Fig. 549

En résumé: Lorsqu'on ajoute à une forte tension U_1 de fréquence f_1 une faible tension U_2 de fréquence f_2 très voisine de f_1, la tension totale obtenue est alternative de fréquence f_1 mais d'amplitude variable: c'est une oscillation modulée. Les sommets des périodes successives varient suivant une loi sinusoïdale de fréquence: $f = f_1 - f_2$ ou $f = f_2 - f_1$. En effet le phénomène est le même que f_2 soit un peu inférieur ou un peu supérieur à f_1.

En pratique la forte tension U_1 est celle de l'oscillateur local, la faible tension U_2 est celle du signal à recevoir, et on appelle battements l'oscillation de fréquence f .

Après détection le battement à moyenne fréquence peut être séparé.

Dans le cas d'un mélange d'une tension modulée en amplitude:

$$u_1 = U_1 \left(1 + m \cos \omega t \right) \cos \Omega_1 t$$

avec une tension sinusoïdale:

$$u_2 = U_2 \cos \Omega_2 t$$

On obtient un signal complexe présentant une double modulation aux pulsations ω et $\Omega_1 - \Omega_2$ ou $\Omega_2 - \Omega_1$ (fig. 550).

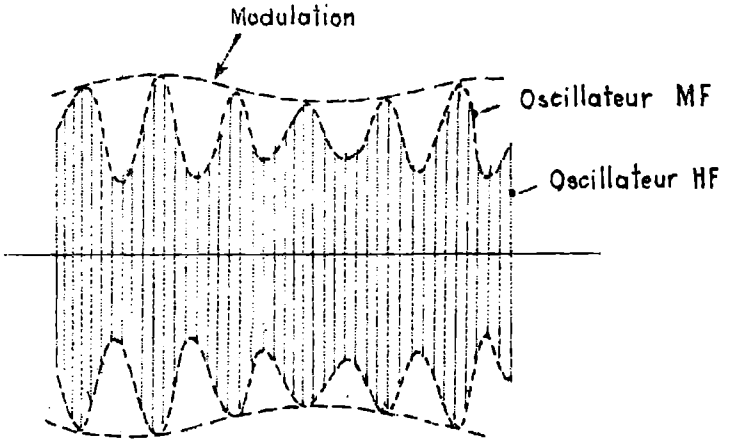


Fig. 550

Après détection linéaire, l'oscillation MF obtenue est:

$$u = U \left(1 + m \cos \omega t \right) \cos \left(\Omega_1 - \Omega_2 \right) t$$

La modulation a été transposée sur la composante moyenne fréquence en modulation d'amplitude avec le même taux que pour le signal reçu.

5,132 Montages changeurs de fréquence. - Montages utilisant 2 tubes indépendants ou combinés.

Un tube est utilisé comme oscillateur local, l'autre comme mélangeur détecteur. Le mixage est réalisé généralement sur une ou deux grilles de commande. On a utilisé également le mixage par commande sur grille écran.

a) Mixage par grille de commande.

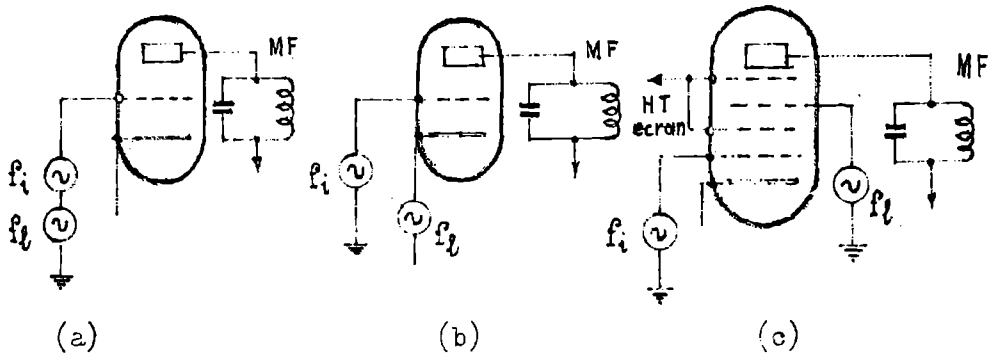


Fig. 551

Les 2 oscillations incidente et locale de fréquence f_i et f_e peuvent être additionnées directement dans le circuit grille (fig. 551 a). L'oscillation locale peut être appliquée dans le circuit de cathode ce qui donne un résultat analogue (fig. 551 b).

Lorsque l'on utilise une hexode mélangeuse les 2 oscillations commandent les 2 grilles de commande séparées par un écran. Le mixage est alors électronique, le résultat est le même mais les circuits d'entrée et oscillateur sont séparés au point de vue électrostatique. Le bruit de fond introduit est malheureusement plus élevé. La détection du signal résultant est faite par la courbure de caractéristique de plaque.

Le tube mélangeur est polarisé de telle sorte que les pointes négatives du signal de grille résultant soient supprimées ou fortement atténuées.

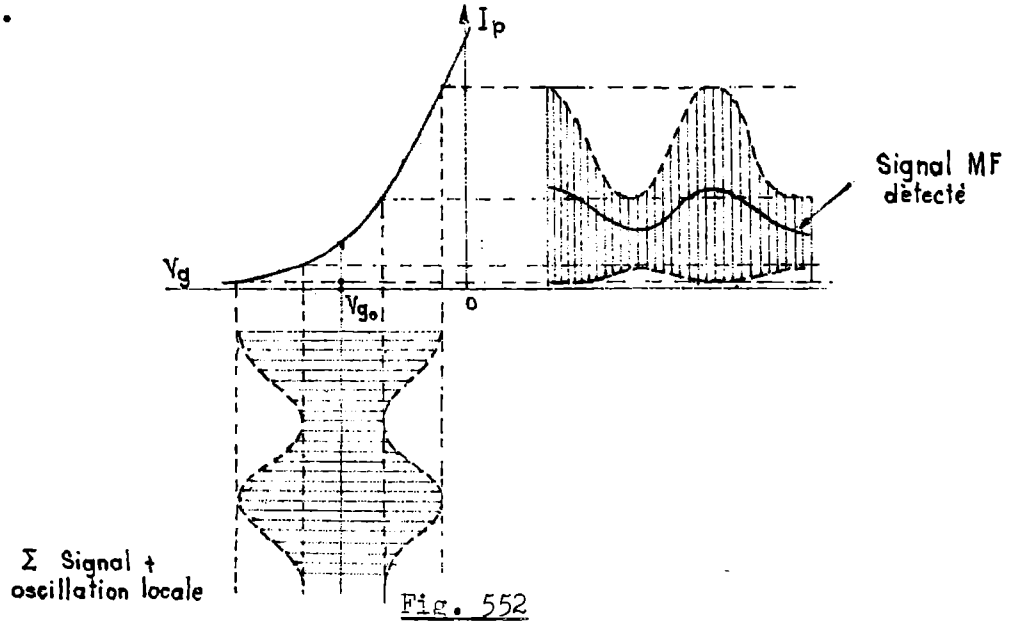


Fig. 552

Le circuit de plaque chargé par un circuit accordé sur la différence des 2 fréquences composantes, fait apparaître le signal MF et élimine les composantes HF.

Le montage le plus couramment utilisé est donné par la figure 553.

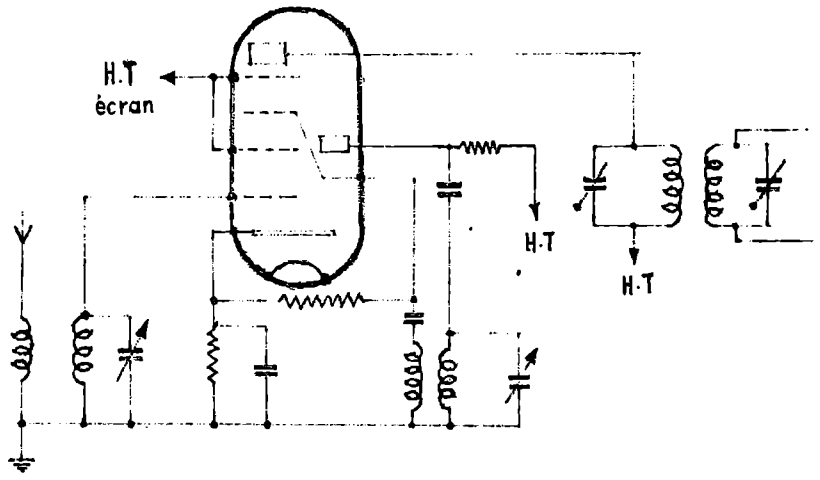


Fig. 553

Le tube multiple comporte un élément triode oscillateur dont la grille est en liaison interne avec la grille mélangeuse (n° 3) de l'hexode.

Le signal antenne est appliqué à la grille n°1 de l'hexode. La résistance shuntée dans la cathode assure la polarisation optima pour la détection du signal résultant.

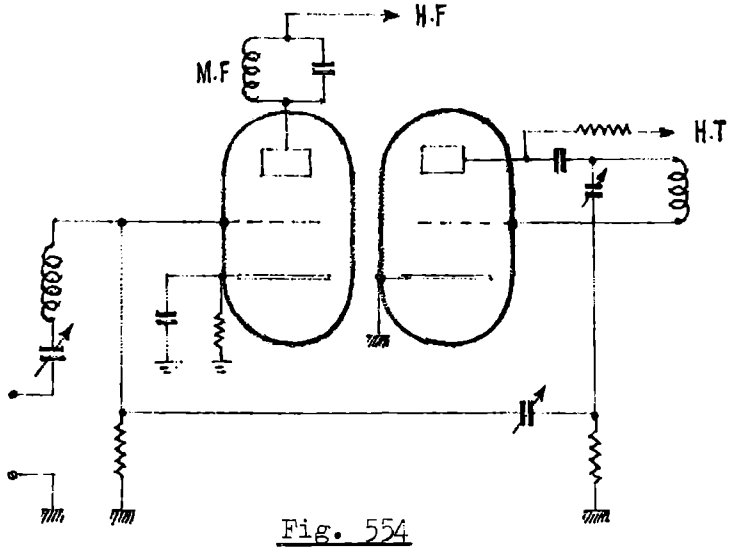


Fig. 554

Aux très hautes fréquences on utilise des montages dans lesquels l'oscillation locale est appliquée sur la cathode ou la grille (fig. 554).

b) Mixage par grille écran.

Cette solution n'est actuellement pratiquement plus utilisée. L'oscillation locale est appliquée dans le circuit grille écran d'un tube tétrode ou pentode (fig. 555).

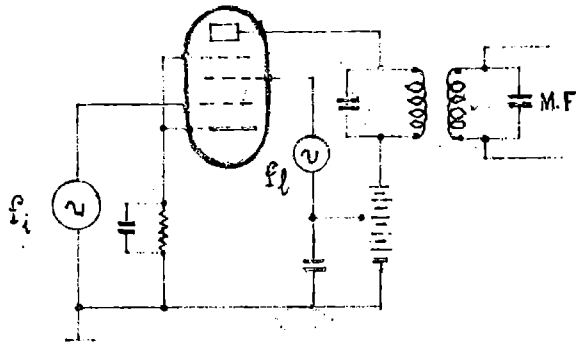


Fig. 555

La détection est assurée par la variation de pente du tube en fonction de la tension d'écran (fig. 556).

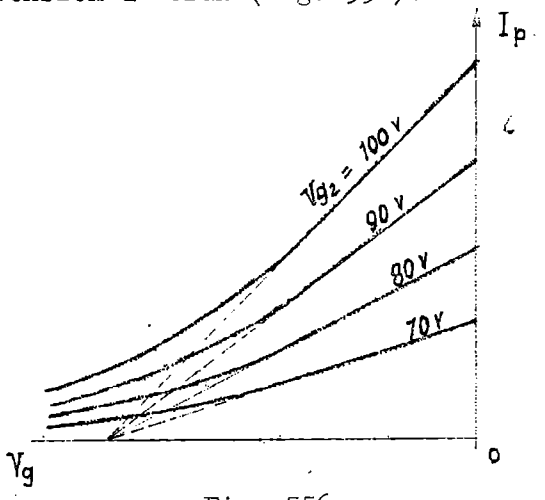


Fig. 556

La courbe caractéristique oscille en fonction de V_{g2}, autour d'un point A. La pente varie en fonction linéaire avec V_{g2} ce qui assure un changement de fréquence correct.

Montages utilisant un seul tube.

L'oscillation locale peut être produite dans la lampe de mélange elle-même grâce à des électrodes supplémentaires. On a alors la cathode et les 2 premières grilles (1 et 2) qui constituent l'oscillateur local, une grille de commande (4) pour le signal à recevoir, deux écrans (3 et 5) pour séparer électrostatiquement tous les circuits, et dans certains cas une grille d'arrêt (6).

Sans grille d'arrêt le tube est heptode (5 grilles). Avec grille d'arrêt le tube est octode (6 grilles) (fig. 557.)

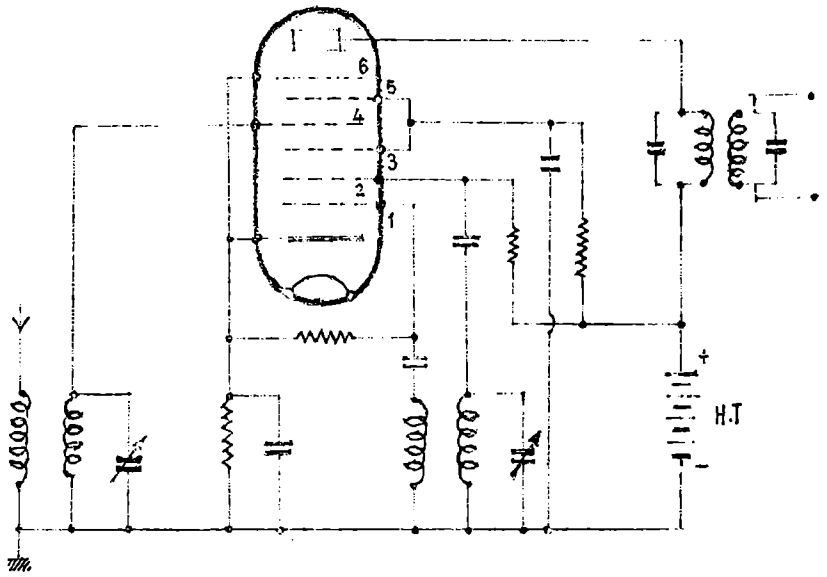


Fig. 557

5,133 Gain de conversion - Pente de conversion.

L'état changeur de fréquence est un amplificateur particulier soumis à une tension:

$$u_e = U_e (1 + m \cos \omega t) \cos \Omega_1 t$$

et donnant une tension de sortie:

$$u_s = U_s (1 + m \cos \omega t) \cos (\Omega_1 - \Omega_2) t$$

le gain $G_2 = \frac{\text{U moyenne fréquence}}{\text{U entrée}}$ est appelé gain de conversion.

Si Z est l'impédance dynamique de charge MF on a dans le cas d'une pentode ou hexode:

$$G_c = S_c Z$$

S_c est la pente de conversion, elle est environ 1/4 ou 1/3 de la pente normale du tube.

La pente de conversion dépend de l'amplitude de l'oscillation locale comme le montre la courbe de la fig. 558. On peut ainsi déterminer une amplitude optima en dessous de laquelle la pente de

conversion diminue très rapidement.

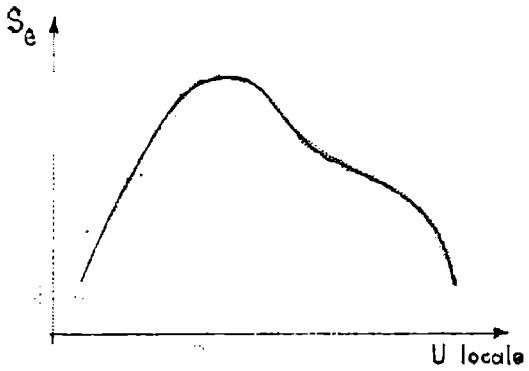


Fig. 558

5,134 Fréquence image - Choix de la moyenne fréquence.

Dans le principe du superhétérodyne, le battement peut être obtenu avec une fréquence de l'oscillateur local supérieure ou inférieure à la fréquence du signal reçu. Ainsi un émetteur sur 1000 Khz donne des battements à 100 Khz avec une fréquence locale de 900 Khz ou 1.100 Khz.

Inversement supposons une fréquence locale de 1.000 Khz, elle donne des battements à 100 Khz avec deux émetteurs de fréquences 900 Khz et 1.100 Khz.

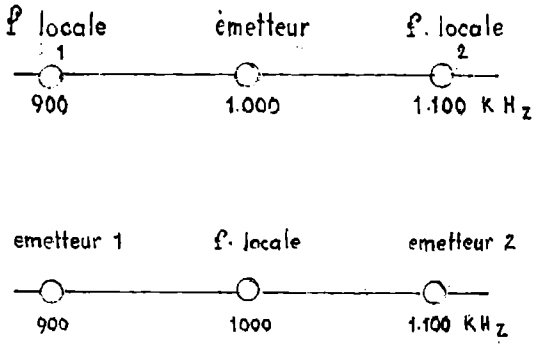


Fig. 559

Ceux-ci sont susceptibles d'être reçus simultanément s'ils ne sont pas sélectionnés préalablement. La fréquence 1.100 Khz est ainsi l'image de 900 Khz par rapport à la fréquence locale et réciproquement.

D'autre part, la formule de sélectivité des circuits couplés au couplage critique, utilisés normalement en MF:

$$S = \sqrt{1 + 4\, Q_1^2\, Q_2^2 \left(\frac{\Delta f}{f_0}\right)^4}$$

montre l'avantage d'une faible valeur de la MF f_0 au point de vue

sélectivité. Par contre si la "moyenne fréquence" est faible, 20 Khz par exemple, le même battement aura lieu pour 2 émetteurs ayant un écart de fréquence relativement faible (40 Khz). Si l'on veut éliminer l'un des 2 émetteurs, il faudra prévoir une présélection haute fréquence poussée qui sera même insuffisante si l'émetteur à éliminer est très puissant.

Il résulte de ceci, la tendance à augmenter la valeur de la MF, qui est passée de 20 Khz à une valeur comprise entre 400 et 500 Khz pour les gammes radiodiffusion. Une présélection très poussée devenant ainsi inutile.

Il peut se trouver un émetteur dont la fréquence soit la fréquence moyenne ou un sous-harmonique de cette fréquence. Cet émetteur sera ainsi transmis directement ou par un de ses harmoniques à la chaîne d'amplification MF. Il en résulte des sifflements d'interférence avec l'émetteur normalement reçu par changement de fréquence.

Il importe donc de choisir exactement la valeur de la MF en tenant compte du plan de répartition des fréquences entre les émetteurs. Actuellement la MF est de 455 Khz pour la radiodiffusion.

Il faut choisir en outre entre le battement inférieur ou le battement supérieur. On utilise le battement sur la fréquence la plus basse en petites ondes et grandes ondes de façon que la réception soit facilitée en petites ondes et soit possible en grandes ondes avec une moyenne fréquence élevée. En ondes courtes, on utilise le battement sur la fréquence la plus élevée, afin de faciliter le fonctionnement de l'oscillateur (oscillateur à la fréquence minima).

5.135 Commande unique.

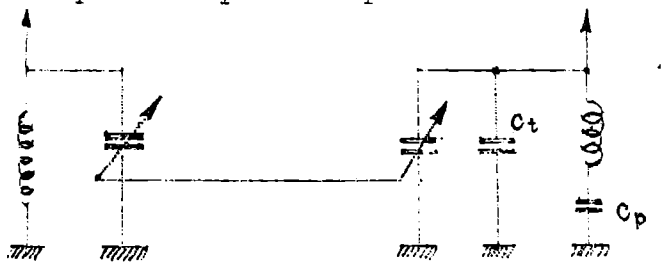
Dans un montage superhétérodyne les condensateurs du circuit d'entrée et de l'oscillateur doivent être réglés de telle sorte que la différence de fréquence soit constamment égale à la valeur de la moyenne fréquence.

Afin de simplifier les règlages les 2 condensateurs sont à commande unique.

En raison de la différence de fréquence d'accord, les rapports de capacité $\frac{C_{max}}{C_{mini}}$ de l'oscillateur devraient être différents pour les différentes gammes ainsi que le montre le tableau ci-après, dans les cas particuliers de gammes en GO, PO et OC avec une moyenne fréquence de 500 Khz.

	Circuit d'entrée			Circuit oscillateur		
	fréquences limites KHz	Rapport de fréquence	Rapport de Capacité	Fréquences limites KHz	Rapport de fréquence	Rapport de Capacité
GO	100 300	3	9	600 800	4/3	1,78
PO	500 1500	3	9	1000 2000	2	4
OC	6000 18000	3	9	5500 17500	# 3	#9

En réalité on utilise un seul type de condensateur mais la courbe de capacité de l'oscillateur est corrigée pour obtenir 3 points de coïncidence exacte, choisis de telle sorte que le déréglage soit le plus faible possible pour les points intermédiaires.



Circuit d'entrée — Circuit oscillateur

Fig. 560

Un condensateur trimmer Ct de faible valeur en parallèle avec le condensateur variable augmente la capacité de façon sensible aux faibles valeurs, c'est-à-dire en haut de gamme.

Un condensateur padder Cp de valeur relativement élevée, en série avec le groupement précédent réduit la capacité principalement aux fortes valeurs, c'est-à-dire dans le bas de gamme.

L'inductance de l'oscillateur est telle qu'il y a coïncidence au milieu de la gamme (fréquence f_2). Le padder produit une coïncidence à une fréquence f_1 supérieure d'environ 10 % à la fréquence minima.

Le trimmer produit une 3ème coïncidence à une fréquence f_3 inférieure de 10 % à la fréquence maxima.

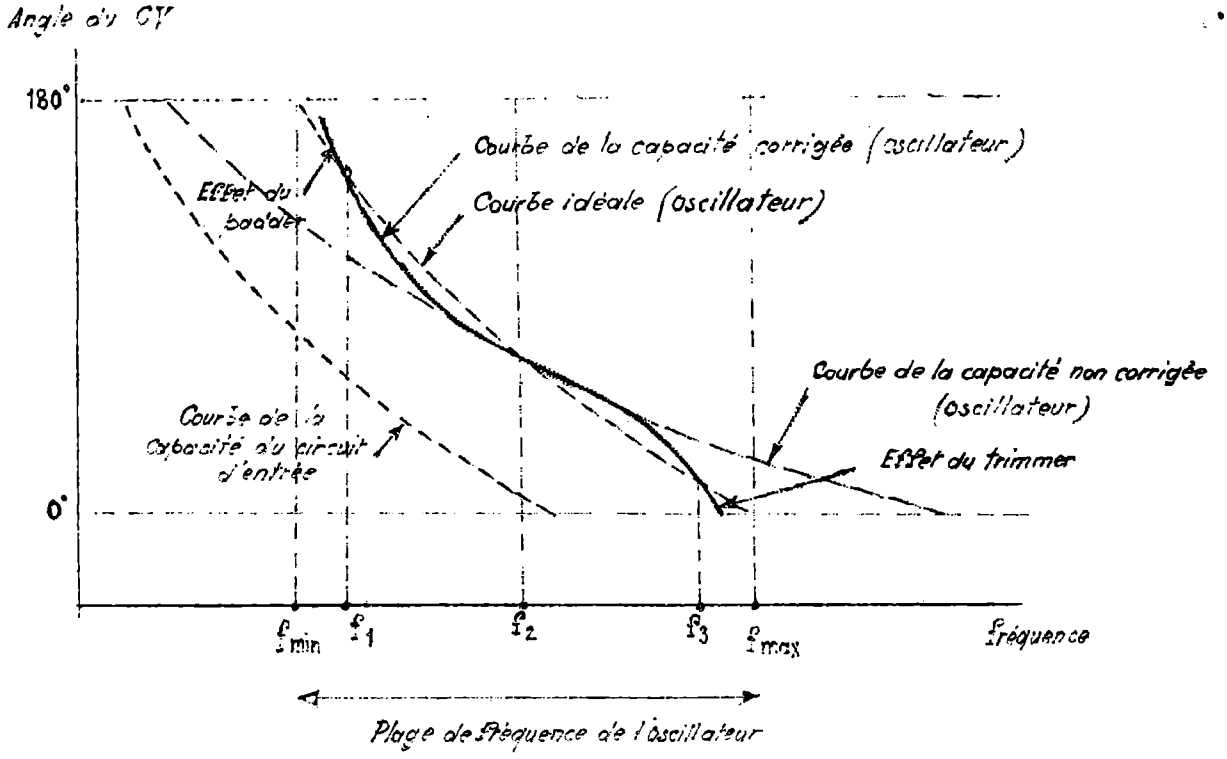


Fig. 561

Soient C_1, C_2 et C_3 les valeurs du condensateur standard pour les angles correspondants aux fréquences f_1 f_2 et f_3.

Avec le trimmer en parallèle on a les capacités

$$\gamma_1 = C_1 + Ct$$
$$\gamma_2 = C_2 + Ct$$
$$\gamma_3 = C_3 + Ct$$

avec le padder en série on obtient:

$$\Gamma_1 = \frac{\gamma_1 \, Cp}{\gamma_1 + Cp}$$

$$\Gamma_2 = \frac{\gamma_2 \, Cp}{\gamma_2 + Cp}$$

$$\Gamma_3 = \frac{\gamma_3 \, Cp}{\gamma_3 + Cp}$$

On peut écrire:

$$L\Gamma_1 = \frac{1}{4\pi^2 f_1^2} = M$$

$$L\Gamma_2 = \frac{1}{4\pi^2 f_2^2} = N$$

$$L\Gamma_3 = \frac{1}{4\pi^2 f_3^2} = Q$$

après résolution on obtient en définitive:

$$C_p = \frac{\gamma_1 \gamma_2 (N - M)}{M\gamma_2 - N\gamma_1}$$

$$C_t = \frac{MQC_2(C_3 - C_1) - MNC_3(C_2 - C_1) - QNC_1(C_3 - C_2)}{MN(C_2 - C_1) + QN(C_3 - C_2) - MQ(C_3 - C_1)}$$

$$L = \frac{M(\gamma_1 + C_p)}{\gamma_1 C_p}$$

(méthode de calcul développée par H. Gilloux dans "Bobinages Radio").

5,14 Montage antifading.

Dans le chapitre "propagation" nous avons donné les causes du fading.

Dans certaines limites il est possible de compenser les variations du niveau reçu par un dispositif régulateur automatique de gain (A V C automatic volume control).

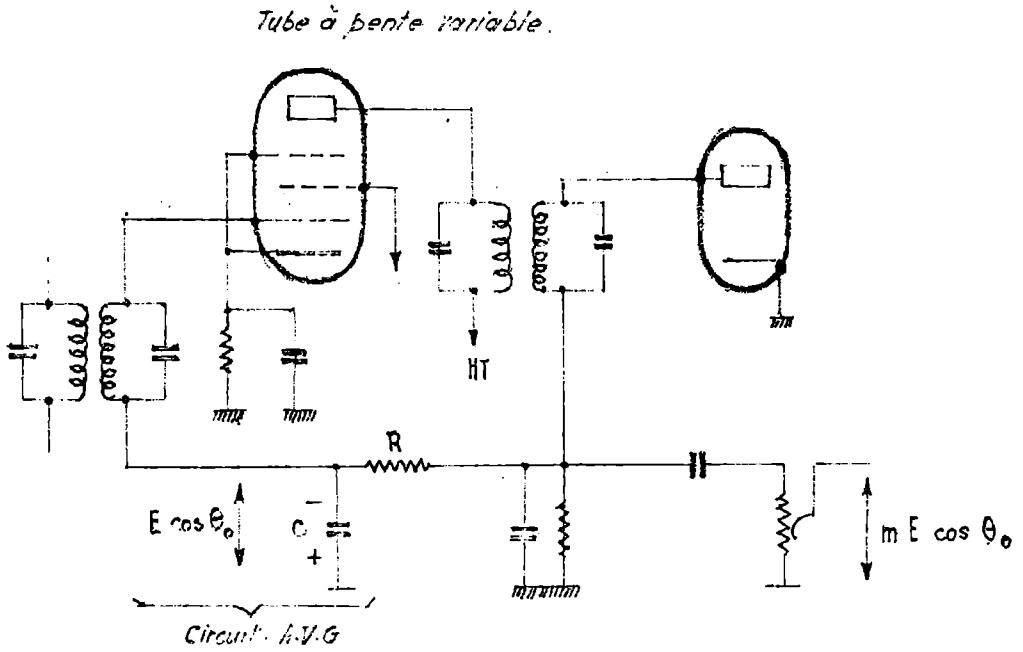


Fig. 562

Le détecteur diode développe, en plus de la modulation, une composante continue:

$$V_0 = E \cos \theta_0$$

E étant l'amplitude HF appliquée au détecteur.

Cette composante continue, filtrée par un circuit RC, appliquée dans le circuit grille d'un tube amplificateur MF à pente variable permet de stabiliser le niveau de sortie.

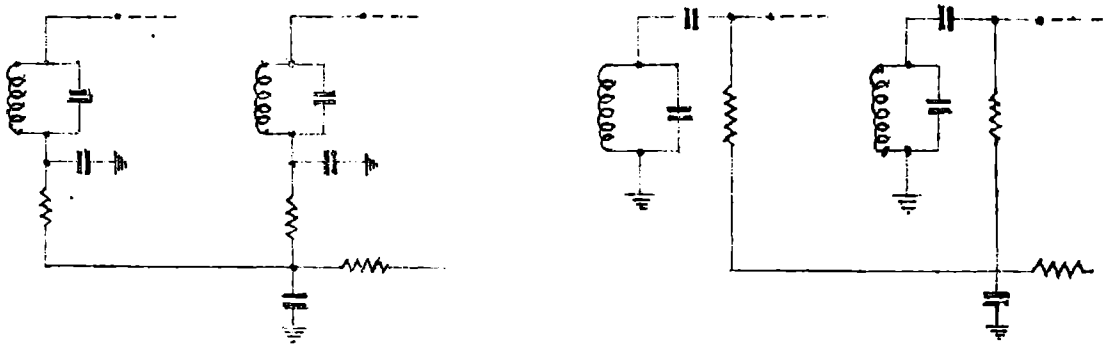
En effet la polarisation du tube amplificateur est fixée par la chute de tension dans la résistance de cathode et par la composante continue de détection.

Si le niveau tend à diminuer sous l'effet du fading, la composante continue varie dans le même sens, rend la grille moins négative, la pente augmente et rétablit le niveau de sortie à sa valeur initiale.

Le bon fonctionnement de l'AVC nécessite:

- une constante de temps RC < période minima de modulation soit environ RC = $\frac{1}{10}$ sec,
- une réserve suffisante de sensibilité pour permettre une régulation dans de larges limites.

L'efficacité d'AVC peut être augmentée en contrôlant plusieurs étages amplificateurs. Il est alors nécessaire de placer des filtres RC à proximité des grilles afin d'éliminer les risques de couplage.



Branchement série Branchement parallèle

Fig. 563

Le principe de la régulation limite obligatoirement la sensibilité du récepteur. Afin d'utiliser la sensibilité maxima dans le cas de champs très faibles, on utilise un montage d'AVC différé.

Le fonctionnement du dispositif AVC est neutralisé jusqu'à

un certain niveau par une polarisation du circuit détecteur d'AVC. Celui-ci est indépendant du détecteur de modulation.

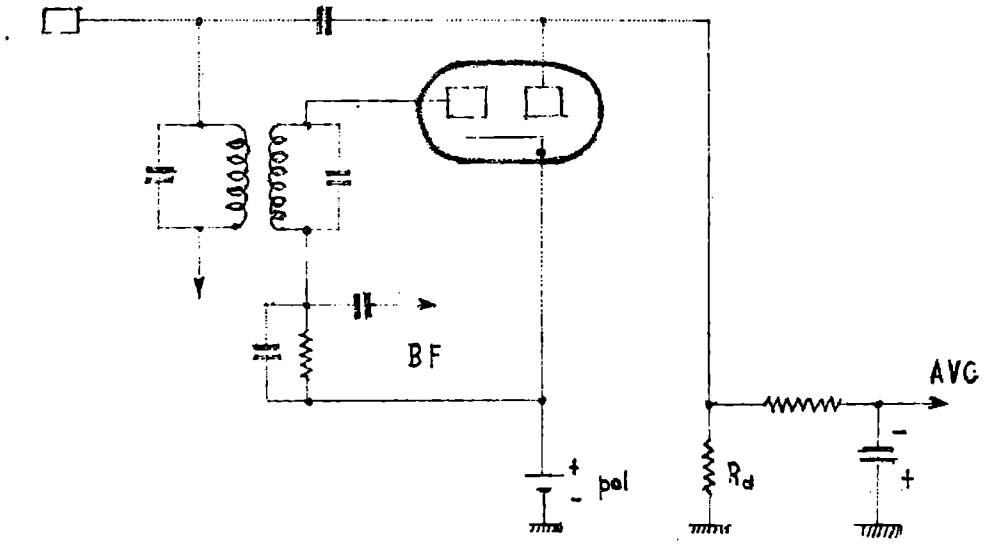


Fig. 564

Le montage comporte une double diode dont un élément utilisé en détection parallèle développe la tension de régulation.

Un dispositif de polarisation rendant initialement la cathode positive par rapport à l'anode limite le fonctionnement du détecteur aux amplitudes supérieures à la tension de polarisation.

Afin de répartir les amortissements sur le transformateur MF le circuit de détection AVC est couplé au primaire par une capacité.

Si Rd est la résistance de détection parallèle, la résistance d'amortissement aux bornes du primaire est $\frac{Rd}{3}$.

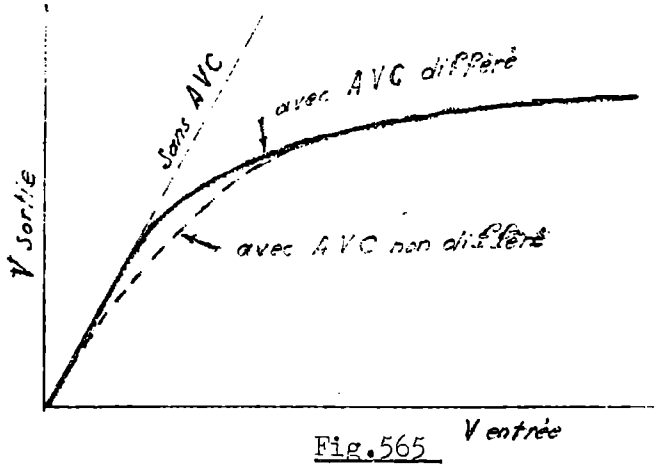


Fig.565

La figure 565 résume le fonctionnement des deux types de circuits AVC.

5,15 Exemple de récepteur superhétérodyne AM

La figure 566 donne le principe d'un récepteur de radiodiffusion. Il comporte:

- un étage changeur de fréquence à triode hexode,
- un transformateur de liaison à sélectivité variable,
- un étage moyenne fréquence (455 KHz),
- une double diode pentode dont les fonctions sont:
  - détection des signaux BF (diode 1)
  - préamplificateur BF (pentode),
  - détecteur pour AVC (diode 2) l'AVC est différé de la tension de polarisation du préamplificateur,
- un étage BF de puissance,

La composante continue extraite du circuit détecteur de modulation est appliquée à un indicateur de contrôle d'accord.

L'ensemble des étages BF est soumis à une contre réaction en tension.

La sensibilité d'un tel récepteur peut atteindre de 20 à 40 μV.

Un récepteur de trafic pour lequel on désire une sensibilité de l'ordre de 2 μV et une très grande sélectivité est beaucoup plus compliqué. Il doit de plus permettre la réception des ondes de télégraphie en entretenues pures (A_1)
- de télégraphie entretenue modulée (A_2)
- de modulation téléphonique (A_3)

La figure 567 donne le principe d'un récepteur de trafic.

Ces récepteurs sont branchés sur des antennes directives (Yagi - losange). Le circuit d'entrée est ainsi adapté à des impédances de l'ordre de 75 Ω et 600 Ω.

Le bruit de fond étant dû principalement à l'étage changeur de fréquence, la haute sensibilité demandée oblige à prévoir un ou plusieurs étages HF destinés à augmenter le rapport $\frac{\text{signal}}{\text{bruit}}$.

Dans les récepteurs de trafic on opère un double changement de fréquence.

Le premier donne une fréquence intermédiaire FI_1 de 455 KHz, ce qui permet d'éliminer les brouillages dûs à la fréquence image.

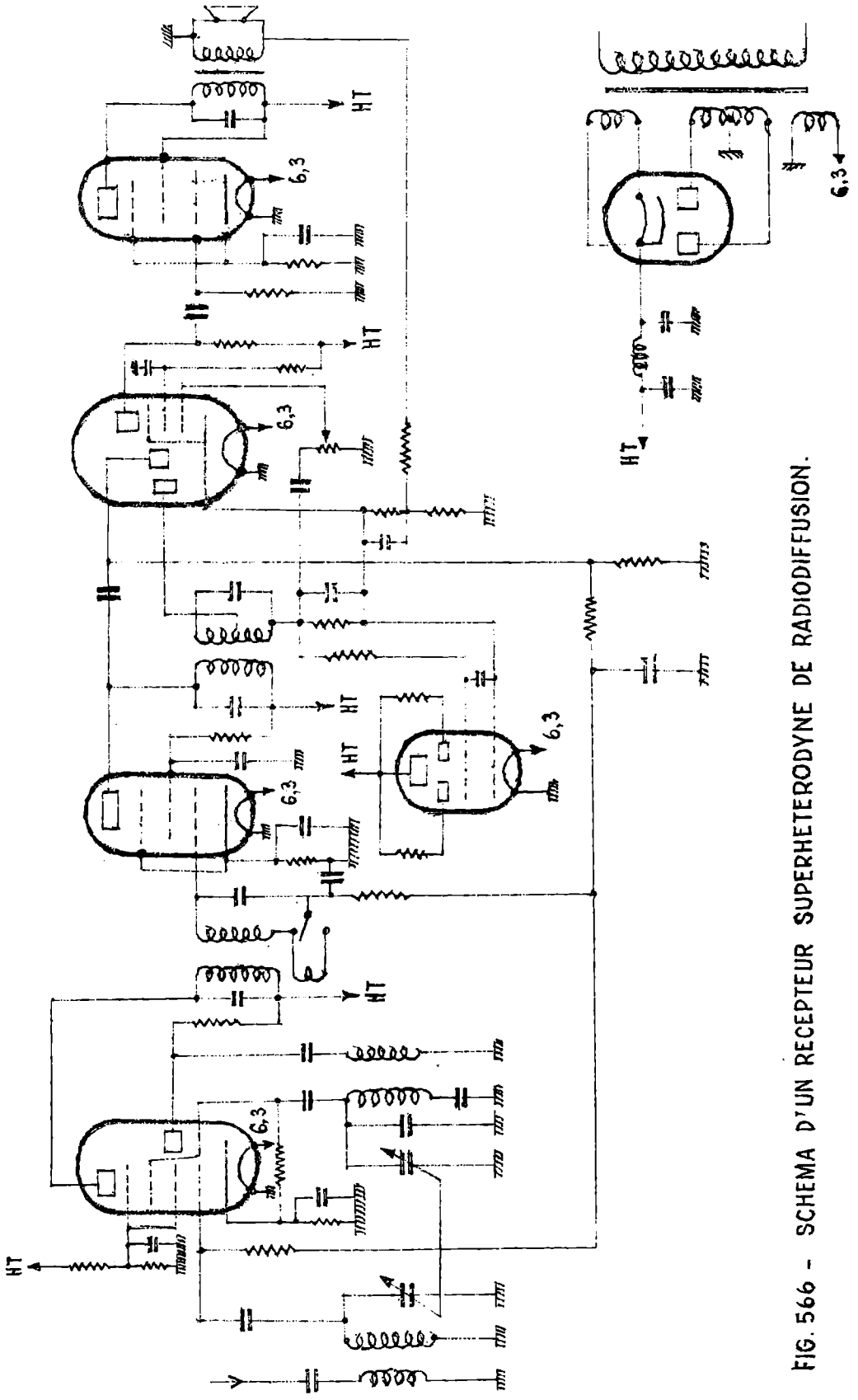


FIG. 566 - SCHEMA D'UN RECEPTEUR SUPERHETERODYNE DE RADIODIFFUSION.

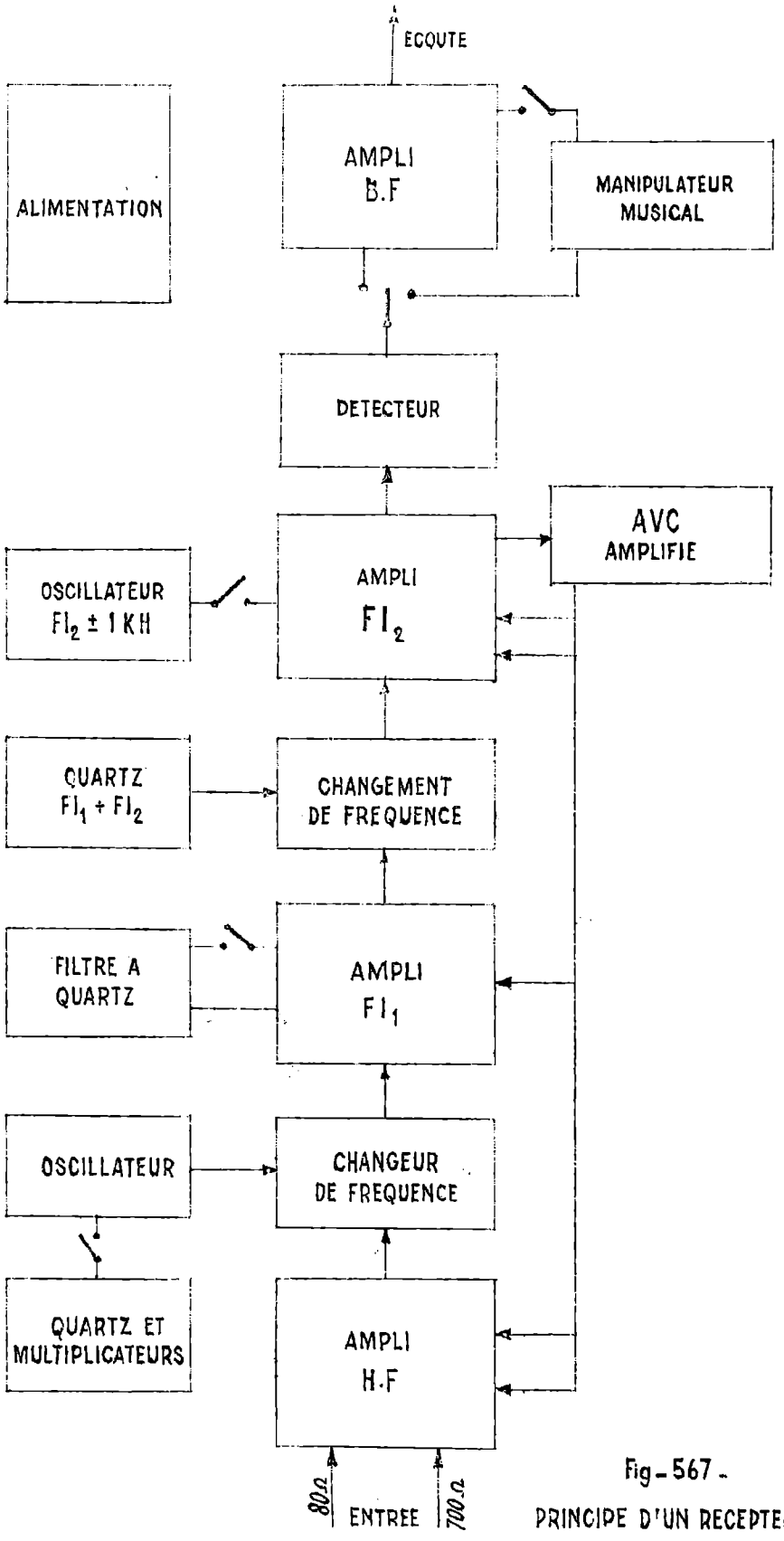


Fig - 567 -
PRINCIPE D'UN RECEPTEUR DE TRAFIC

Le deuxième donne une fréquence FI_2 de l'ordre de 80 KHz ce qui assure une très grande sélectivité (bande passante de quelques centaines de Hz).

Un filtre à quartz avec rejecteur peut être intercalé dans une liaison de FI_1 pour éliminer un brouilleur trop proche.

Le fading est compensé par un dispositif AVC amplifié très efficace (une variation de 80 db à l'entrée peut être réduite à 6 db à la sortie).

Pour la réception des ondes télégraphiques entretenues pures on peut utiliser:

- soit un oscillateur de fréquence $FI_2 \pm 1$ KHz, couplé avec un amplificateur FI_2 pour produire un battement à fréquence audible,

- soit sur "manipulateur musical" (oscillateur BF commandé par la composante continue de détection, laquelle est découpée au rythme de la manipulation).

Les conditions de reception peuvent être améliorées par l'emploi de limiteurs de parasites et par la réception multiple ou diversity.

Diverses solutions de limiteurs de parasites sont utilisées, la plus simple consiste à placer une diode polarisée sur les circuits de liaison BF (Fig. 568).

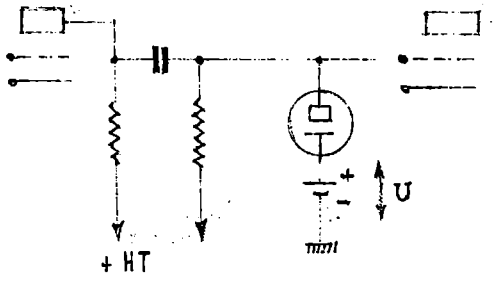


Fig. 568

Les impulsions parasites négatives sont normalement limitées par le cut-off du tube. Les impulsions positives supérieures à la tension de seuil U sont éliminées par la diode qui est alors conductrice avec une résistance interne très faible.

La tension de seuil doit évidemment être réglée au-dessus de l'amplitude de modulation maxima.

Les circuits AVC sont souvent insuffisants pour compenser le fading. Ils sont inefficaces dans le cas de fading sélectif qui se traduit par une distorsion de la modulation.

Le principe de réception diversity est destiné à remédier en partie à ces inconvénients.

Le fading ne se produit pas en même temps sur des aériens placés à une distance suffisante, il est donc possible de se placer dans les conditions optima en utilisant plusieurs aériens convenablement disposés et plusieurs récepteurs dont le circuit de détection est commun.

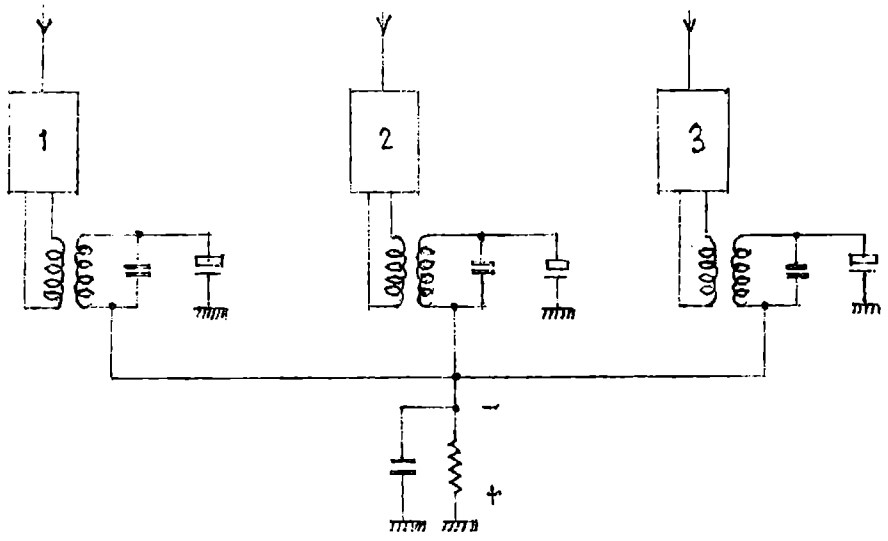


Fig. 569

Il se produit une commutation automatique des voies de réception. En effet le récepteur soumis au champ maximum produit une tension détectée qui bloque les 2 autres circuits de détection.

On estime qu'un fading de 20 db avec un récepteur est réduit à 12 db avec 2 récepteurs en diversity et à 10 db avec 3 récepteurs.

5,2 RECEPTEURS POUR MODULATION DE FREQUENCE (FM)

5,21 Caractéristiques d'un signal modulé en fréquences

Une antenne de réception placée dans un champ e.m. modulé en fréquence développe un courant:

$$i = I \sin \left(\Omega t + \frac{\Delta \Omega}{\omega} \sin \omega t\right)$$

$\frac{\Delta \Omega}{\omega} = \frac{\Delta F}{f}$ est l'indice de modulation.

L'amplitude du signal basse fréquence dépend de l'amplitude de balayage en fréquence.

Habituellement Δf maximum est limité à 75 KHz ce qui permet de transmettre avec une dynamique de 60 db.

Dans les conditions de modulation maxima (ΔF = 75 KHz) les caractéristiques du signal modulé en fréquence sont données par le tableau ci-dessous (Technique de la modulation de fréquence par P.Besson).

Fréquence de modulation Hz	Indice de mod. pour ΔF = 75 KHz	Nombre de bandes latérales	Largeur de bande KHz
50	1500	1506 x 2	150
500	150	154 x 2	154
5000	15	18 x 2	180
7500	10	12 x 2	190
15000	5	7 x 2	210

On constate que la largeur de bande augmente avec la fréquence de modulation mais beaucoup moins.

L'indice de modulation varie en fonction inverse de f .
Le nombre de bandes latérales varie sensiblement comme l'indice.

La figure 570 donne à titre d'exemple les spectres de fréquences pour des modulations à 15000 et 7500 Hz, avec ΔF maximum.

Un signal parasite appliqué à un signal modulé en fréquence produit une modulation d'amplitude pouvant être éliminée par un montage écréteur (ou limiteur), mais aussi une modulation de fréquence parasite

dont l'importance est d'autant plus faible que l'indice de modulation est grand.

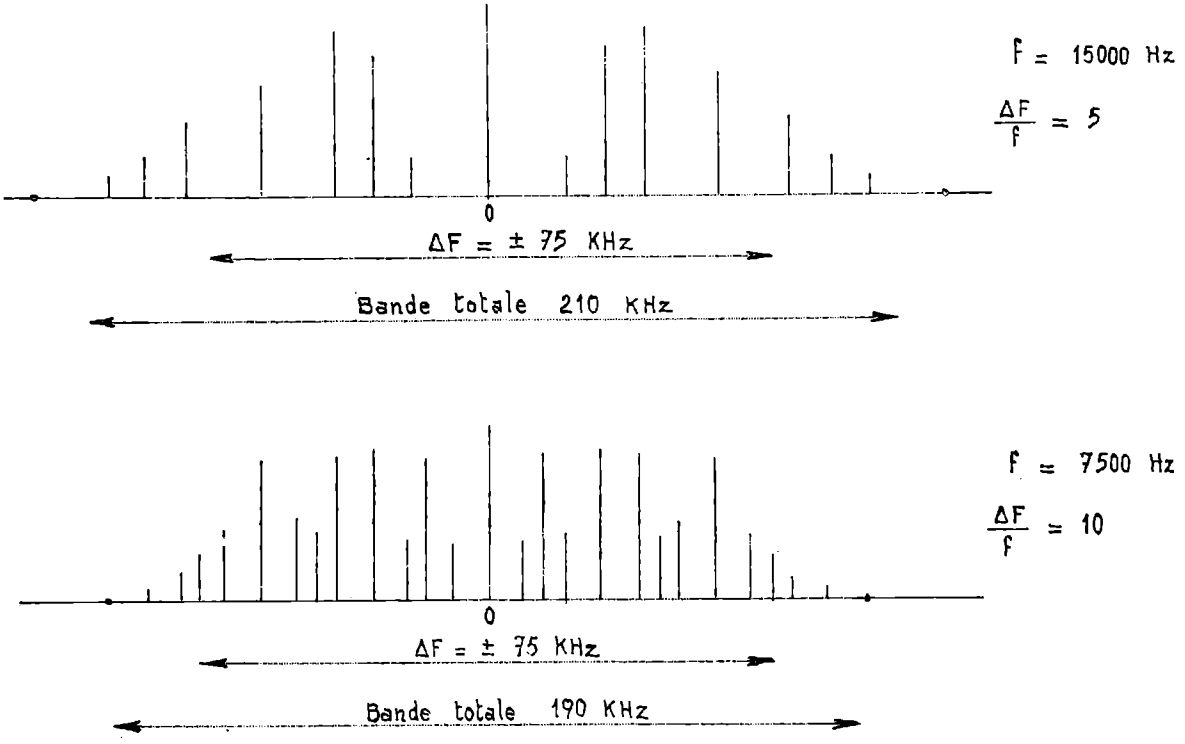


Fig. 570

En résumé le procédé de modulation de fréquence avantage énormément les signaux élevés.

Or le niveau de modulation microphonique est maximum entre 400 et 1000 Hz, au delà le niveau diminue et devient très faible à la limite des fréquences audibles (15.000 pps). L'indice de modulation serait alors trop faible et l'effet antiparasite propre à la modulation de fréquence serait négligeable.

Pour remédier à cet inconvénient, on procède à une préaccentuation à l'émission en relevant les aigus par un circuit RC de constante de temps standart de 50 μS (+ 12 db à 15.000 Hz).

Pour rétablir l'équilibre sonore on produit une désaccentuation à la réception avec la même constante de temps.

Remarque - 1) En modulation de fréquence, le bruit de fond est atténué pour les mêmes raisons, la réduction de bruit de fond dépend également de l'indice de modulation.

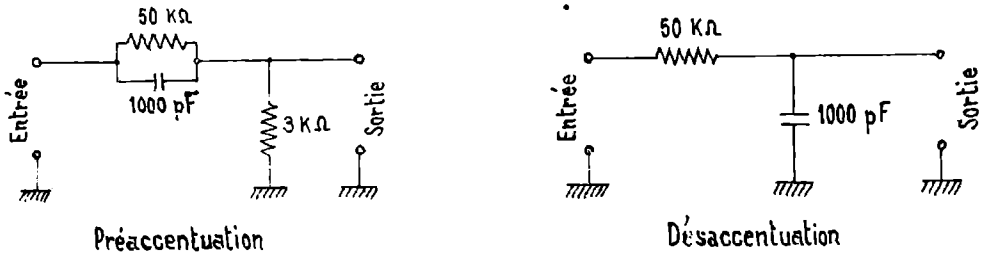


Fig.571

Au point de vue bruit de fond la préaccentuation présente un double avantage:

- augmente l'indice aux fréquences élevées et réduit l'importance du bruit de fond,

- est suivie d'une désaccentuation qui atténue le bruit de fond principalement aux fréquences élevées où il est le plus gênant.

2) La grande largeur de bande nécessaire conduit à utiliser des ondes métriques (de 90 à 100 MHz).

5,22 Détection d'un signal modulé en fréquence.

L'opération consiste:

- à transformer la modulation de fréquence en modulation d'amplitude,
- à détecter le signal obtenu.

La solution la plus simple consiste à dérégler les circuits accordés d'un récepteur à modulateur d'amplitude de telle sorte que la porteuse du signal modulé en fréquence soit située sur un flanc des courbes de resonance des circuits (Fig. 572).

Il est évident que le signal de fréquence f_1 modulé en fréquence avec l'amplitude Δf est affecté à la sortie des étages amplificateurs HF d'une modulation d'amplitude qui dans certaines limites est une fonction sensiblement linéaire de la modulation de fréquence. La détection fait apparaître la modulation.

Ce procédé très simple a un faible rendement, de plus il ne permet pas une grande musicalité en raison de la courbure de chaque flanc de la courbe de resonance.

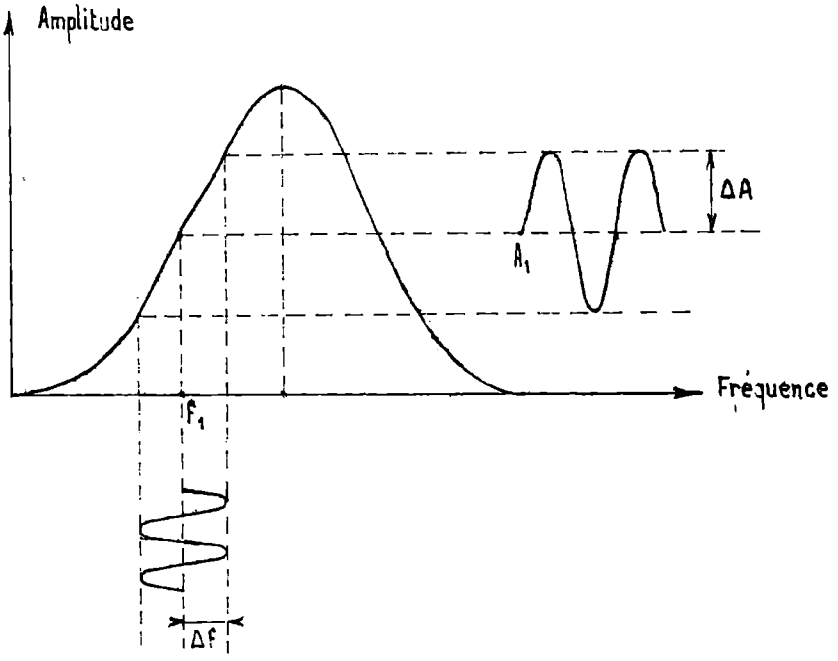


Fig. 572

On utilise habituellement des circuits spéciaux discriminateurs à variation de phase.

La première opération réalisée par ces circuits consiste à transformer la modulation de fréquence en modulation d'amplitude. Considérons le montage ci-dessous:

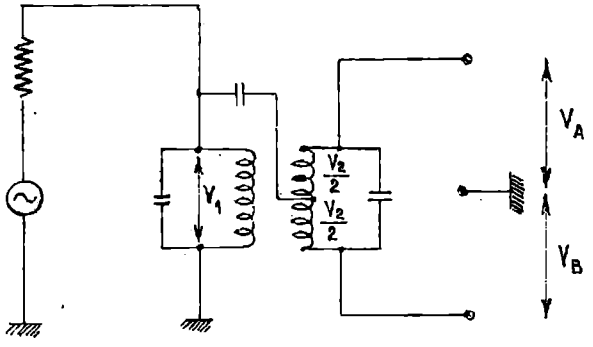


Fig. 573

Supposons tout d'abord que la source fournisse une oscillation de fréquence égale à la fréquence d'accord des circuits.

Soit V_1 la tension aux bornes du primaire. Le courant dans l'inductance primaire I_ℓ est en quadrature arrière avec V_1. La f.é.m. secondaire $-j M\omega I_\ell$ est en quadrature arrière avec I_ℓ donc en opposition avec V_1.

Le secondaire étant à la résonance, l'intensité dans le circuit est en phase avec la f.é.m.

La tension aux bornes du secondaire est en quadrature avec l'intensité. Comme le secondaire est à point milieu, on obtient 2 tensions égales $\frac{V_2}{2}$ mais respectivement en quadrature avant et arrière avec V_1.

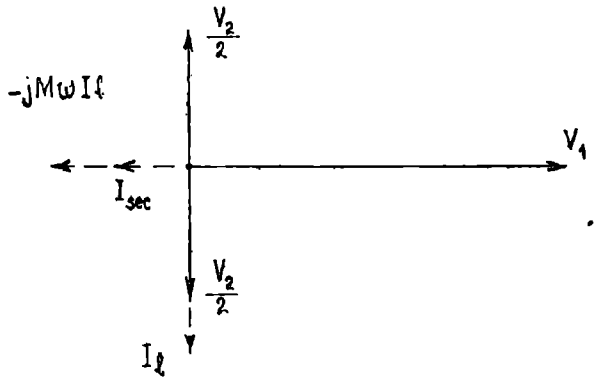


Fig. 574

La capacité de liaison de la figure 573 assure la mise en série des tensions V_1 et $\frac{V_2}{2}$. On obtient en A et B des potentiels, par rapport à la masse, égaux.

$$V_A = V_B = \overline{V_1} + \overline{\frac{V_2}{2}}$$

Faisons varier la fréquence de la source de part et d'autre de la fréquence d'accord.

Les composantes $\frac{V_2}{2}$ tout en restant en opposition de phase subissent un déphasage avant ou arrière par rapport au courant, en fonction de la fréquence. Il en résulte des tensions V_A et V_B modulées

en amplitude avec variations inverses ainsi que le montre la figure 576.
576.

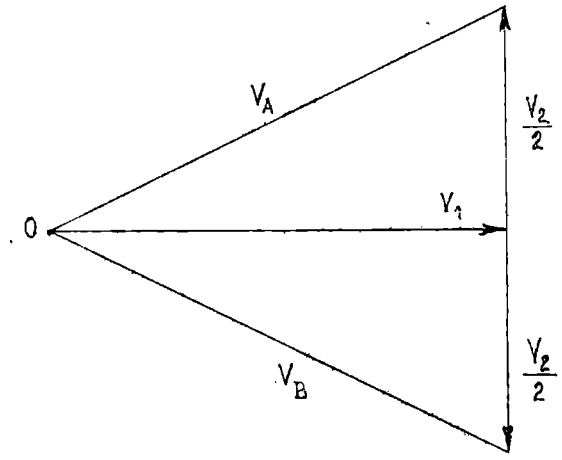


Fig. 575

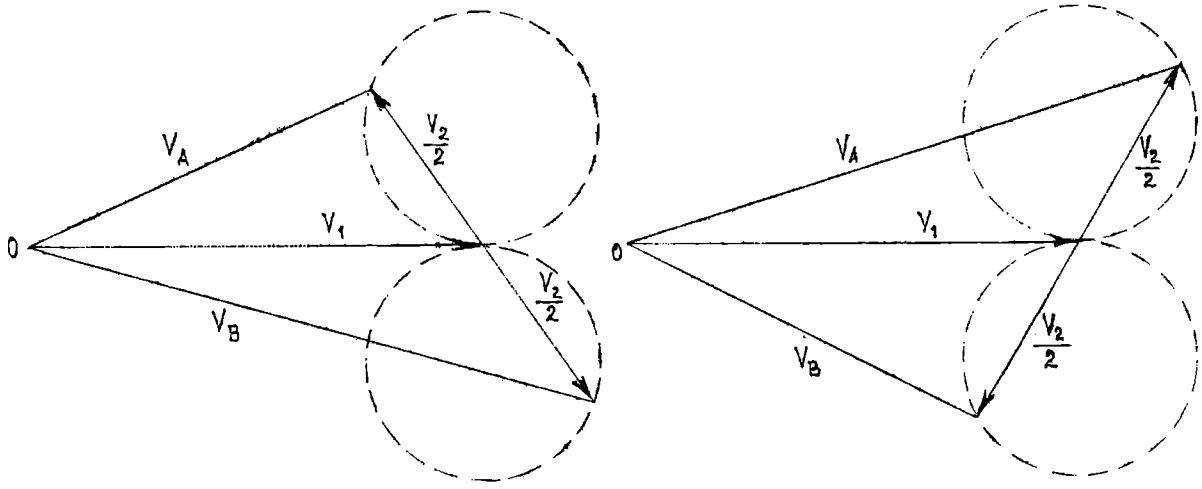


Fig. 576

La modulation d'amplitude est importante en raison de la variation rapide de phase près de la résonance.

Le montage à variation de phase est habituellement réalisé suivant le schéma de la figure 577, le principe est le même.

La deuxième opération nécessaire est une détection.

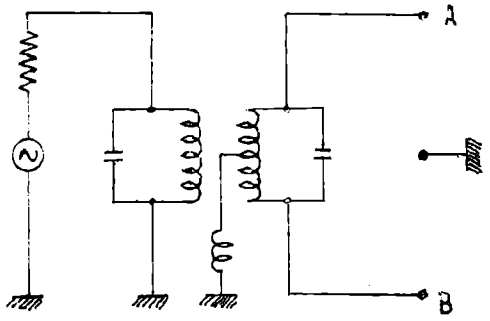


Fig. 577

Une première solution est la détection symétrique du discriminateur Foster-Seeley.

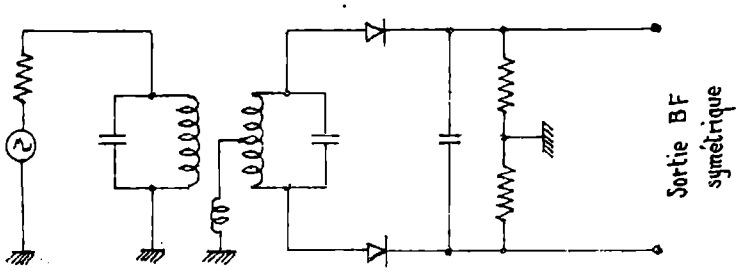


Fig. 578

Les deux composantes V_A et V_B peuvent être détectées chacune par une diode et un circuit RC (Fig. 578) on obtient ainsi une tension BF symétrique.

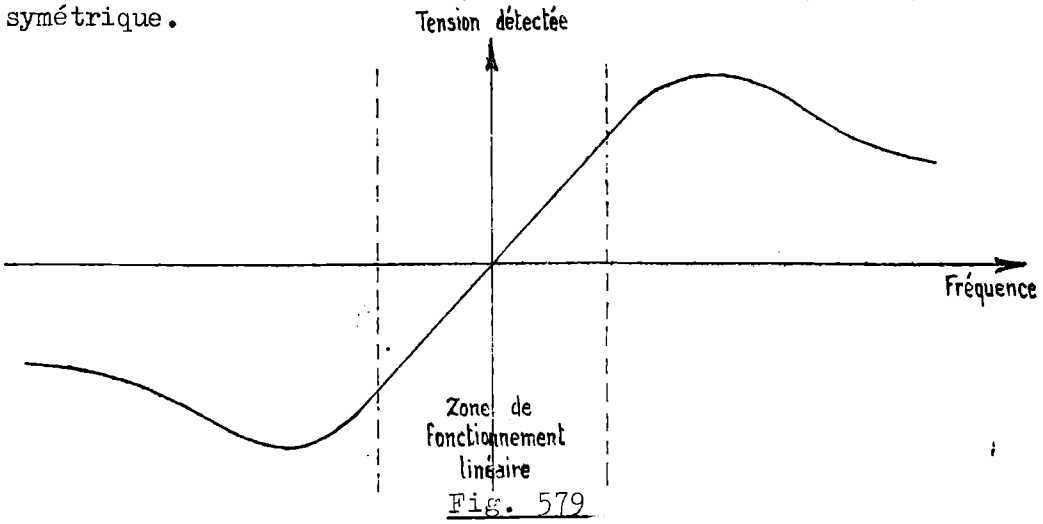


Fig. 579

La courbe de détection représentée Fig. 579 présente une zone linéaire assez étendue. Cette zone est d'autant plus importante que la surtension des circuits est faible, mais alors la pente de la courbe diminue ainsi que la tension détectée. Elle augmente aussi avec l'indice de couplage jusqu'à une certaine limite (n = 2 environ).

La sortie symétrique ne convient habituellement pas, on utilise un branchement dissymétrique dont nous donnons un exemple fig. 580.

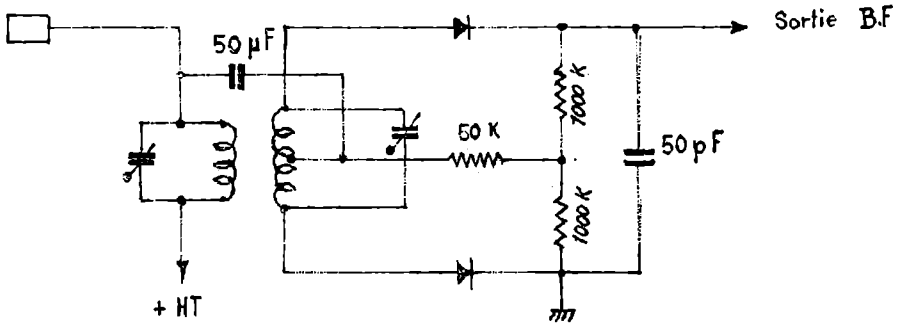


Fig. 580

Un deuxième principe de détecteur dit détecteur de rapport est le plus souvent adopté car il permet un antiparasitage efficace.

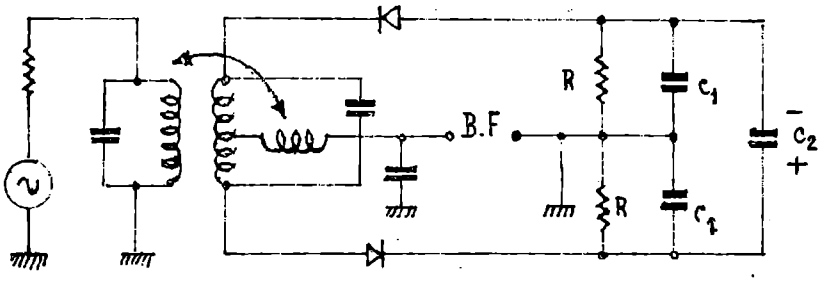


Fig. 581

C'est un montage détecteur différentiel, (Fig. 581) la modulation étant prélevée dans la partie commune.

Le niveau de modulation est plus faible que dans le cas du détecteur symétrique, mais la capacité C_2 assure un antiparasitage efficace. Cette capacité, de forte valeur, est chargée sous un potentiel continu fixé par le niveau HF, si l'amplitude augmente brusquement sous l'effet d'un parasite, la capacité conserve sa charge initiale et pour un instant court-circuite les résistances de charge.

Le transformateur n'est plus alors amorti que par les résistances internes très faibles des diodes ce qui réduit le gain de l'étage MF qui précède le détecteur ainsi que le rendement de détection.

Le schéma peut être simplifié suivant la fig. 582. Une des cathodes est à la masse ce qui permet d'utiliser des tubes combinés tel que EABC80 (triple diode triode utilisés pour les récepteurs AM-FM)

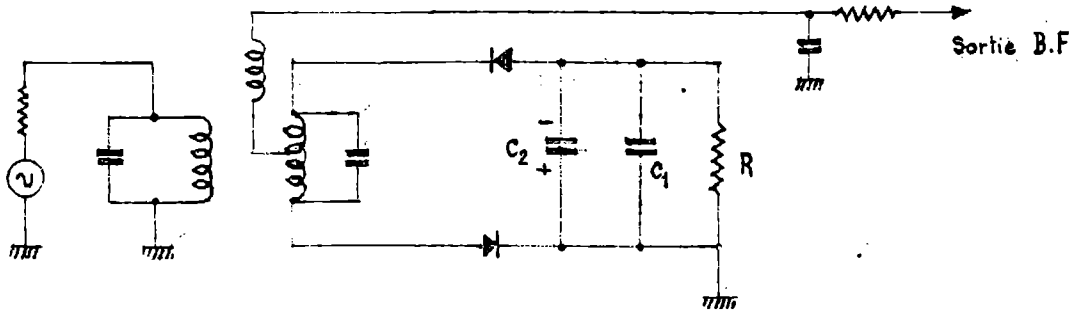


Fig. 582

Remarque .- Le détecteur symétrique n'étant pas antiparasite, nécessite l'emploi d'un circuit limiteur remplissant cet office.

5,23 Principe d'un récepteur FM

Pour l'amplification des signaux modulés en fréquence on procède toujours par un changement de fréquence.

Le mélange d'une composante reçu dans l'antenne de fréquence $f_1 + \Delta f \cos \omega t$, avec une oscillation locale de fréquence f_2 donne après détection un signal de fréquence moyenne:

$$f_1 - f_2 + \Delta f \cos \omega t = FI + \Delta f \cos \omega t$$

ainsi la modulation de fréquence est transmise à la fréquence intermédiaire.

La fréquence intermédiaire doit être suffisamment élevée pour éliminer la fréquence image. La fréquence intermédiaire, d'autre part, ne doit pas se trouver dans une bande de fréquence surchargée. La valeur standard adoptée est de 10,7 MHz. La bande passante totale varie de 300 à 600 KHz. Il est prudent de choisir une largeur de bande supérieure à celle nécessaire pour rendre négligeables des glissements de fréquences éventuels.

La bande passante globale dépend:

- du couplage
- du coefficient de surtension des circuits
- du nombre d'étages.

On ne dépasse pas l'indice du couplage n = 1,2 afin de ne pas produire de distorsion de phase.

Un bobinage en fil fin suffit à 10,7 MHz pour obtenir une bande passante acceptable. Un blindage de petites dimensions permet d'introduire un amortissement supplémentaire.

Généralement l'étage changeur de fréquence est précédé d'un étage HF ce qui augmente la sensibilité en réduisant le bruit de fond d'entrée, et évite le rayonnement de l'oscillateur par couplage avec l'antenne.

Afin de réduire le bruit de fond on utilise en étage HF d'entrée un montage à triode appelé cascode dont la figure 583 donne un exemple.

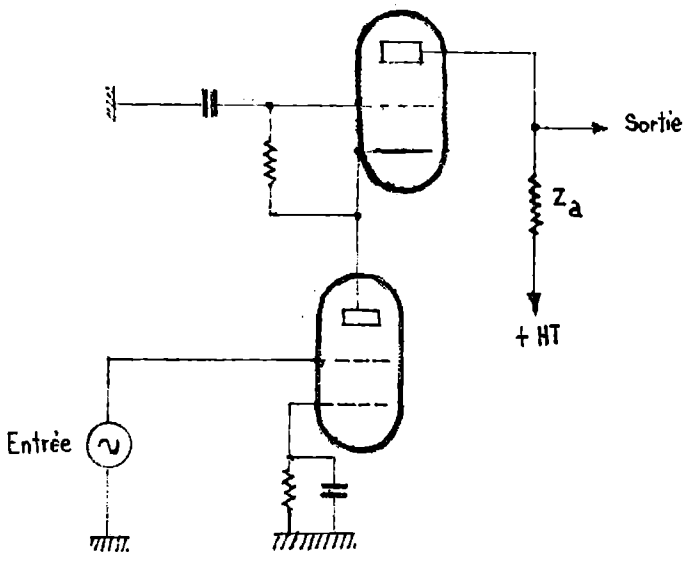


Fig. 583

Les 2 tubes sont branchés en série au point de vue continu.

La première triode est attaquée par la grille.

La deuxième triode, dont la grille est à la masse, est commandée par la cathode. Une résistance élevée placée entre grille et cathode assure la polarisation par courant grille.

Le gain total est : $g = g_1 \, g_2$

Le gain de la triode d'entrée est :

$$g_1 = \frac{k}{1+\frac{\rho}{Z_{e_2}}}$$

La charge étant l'impédance d'entrée du deuxième tube

$$Z_{e_2} = \frac{\rho + Z_a + Z_c}{k+1}$$

le gain de la deuxième triode avec grille à la masse est :

$$g_2 = \frac{(k+1)}{1+\frac{\rho}{Z_a}+\frac{\rho}{Z_c}}$$

le gain total devient :

$$g = \frac{k\,Z_a}{\rho + \frac{Z_a+\rho+Z_c}{k+1}}$$

soit :

$$g = \frac{k\,Z_a}{\rho\left(1+\frac{Z_a+\rho+Z_c}{\rho(k+1)}\right)}$$

mais $Z_c = \rho$ et $\frac{Z_a+2\rho}{\rho(k+1)}$ est habituellement négligeable devant 1

le gain devient ainsi

$$g \# \frac{k}{\rho} Z_a = S Z_a$$

Le gain du montage est alors équivalent à celui d'une pentode de même pente mais la résistance de souffle est plus faible.

Le gain peut être augmenté en chargeant le 1er tube par un circuit oscillant mais il faut prévoir un circuit de neutrodynation pour éviter l'accrochage.

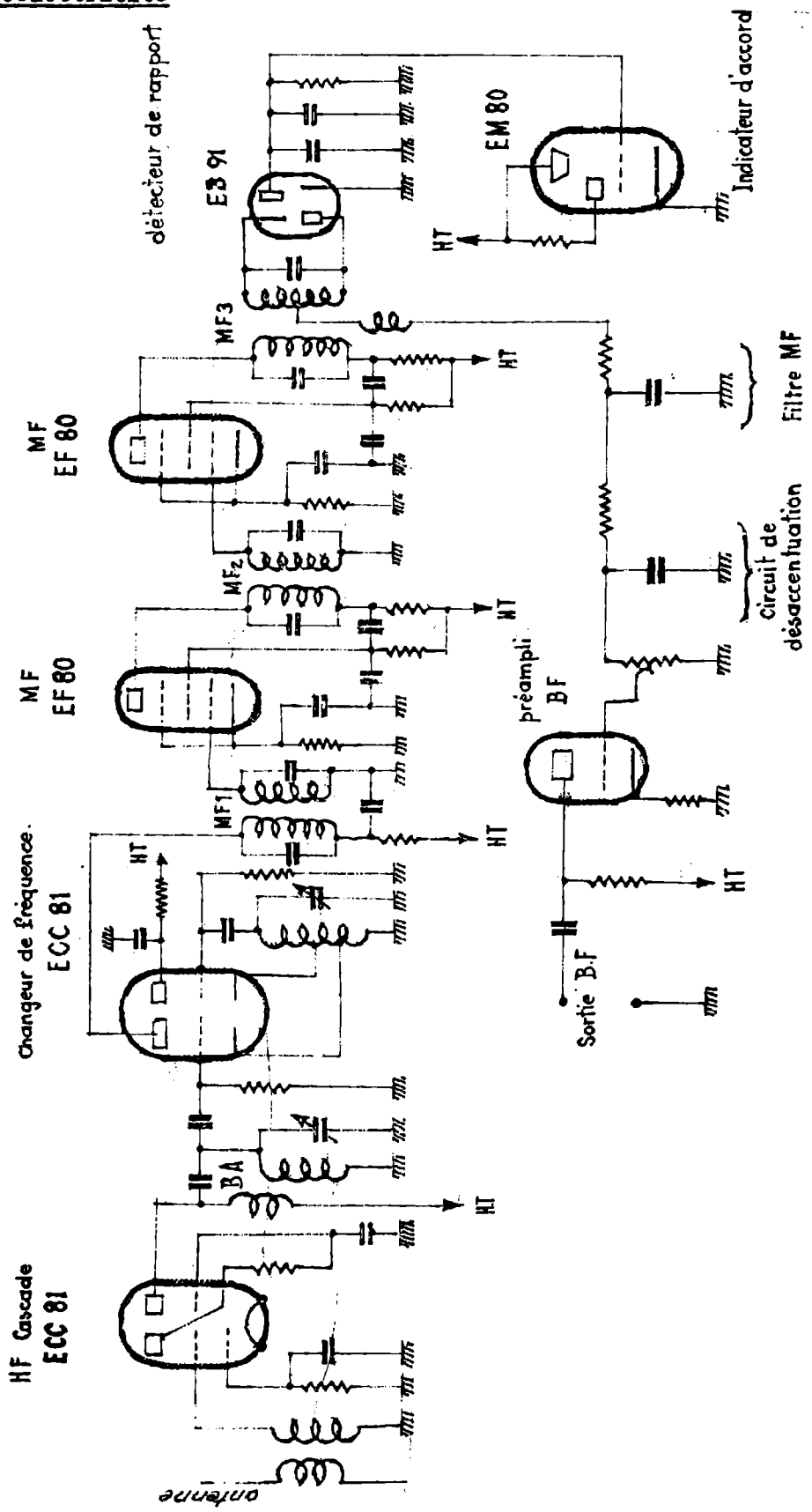


Fig. 584 - SCHEMA DE PRINCIPE D'UN RECEPTEUR F.M